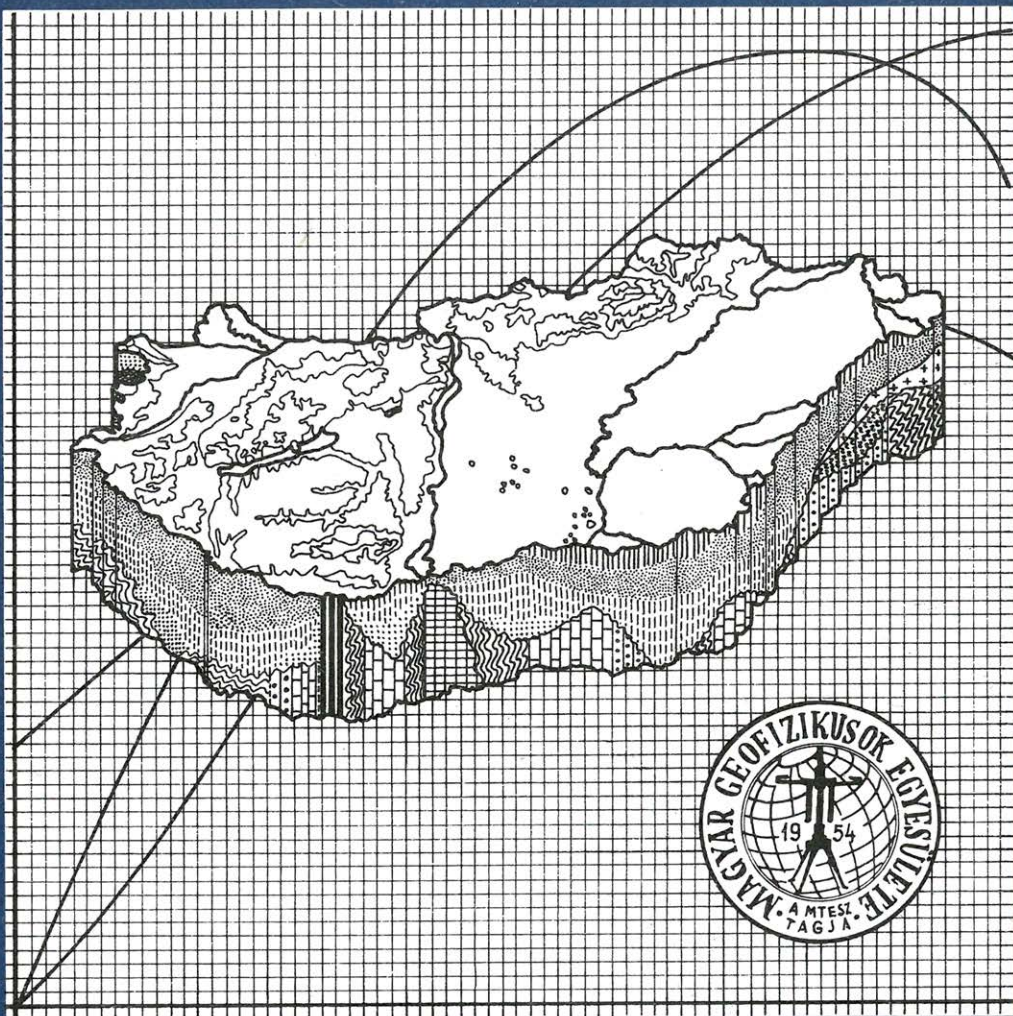


# MAGYAR

# GEOFIZIKA

6



A MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE FOLYÓIRATA  
BUDAPEST, 1986. XXVII. ÉVFOLYAM, 6. SZÁM

*Sz. Eidovitz*

**MAGYAR GEOFIZIKA**  
**a MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE folyóirata**

**XXVII. évfolyam**

**6. szám**

**HU ISSN 0025-0120**

**TARTALOMJEGYZÉK**

<i>Bodoky Tamás—Cziller Eszter—Táborszky Gyula—Törös Endre: A szeizmikus csatornahullámok alkalmazása a szénbányászatban II. rész: Telephullám reflexiós mérések .....</i>	<b>197</b>
<i>Kovács Károly: Numerikus légkörmodellek előállítása .....</i>	<b>216</b>
<i>Kovács György: Karotázs szelvények interaktív mélységegyeztetése kismámítógépen .....</i>	<b>227</b>
<i>Egyesületi hírek .....</i>	<b>239</b>

---

*Főszerkesztő: Zelei András*

*Szerkesztőbizottság: Deres János, Kilényi Éva, Meskó Attila, Rádler Béla, Verő József*  
*Szerkesztőség címe: 1368 Budapest VI., Anker köz 1. főemelet 17. Postafiók 240.*

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>Бодоки Т. — Циллер Э. — Таборский Д. — Тёрёш Э.</i> : Применение сейсмических волн в угольной промышленности. Часть II-я: Методы отраженных волн каналовыми волнами .....	197
<i>Ковач К.</i> : Численное моделирование верхней атмосферы .....	216
<i>Ковач Д.</i> : Интерактивная корреляция по глубинам каротажных диаграмм на мини ЭВМ .....	227

## CONTENTS

<i>Bodoky T. — Cziller E. — Táborzsky Gy. — Törös E.</i> : The use of seismic channel waves in coal mines. Part II.: in seam reflection measurements .....	197
<i>Kovács K.</i> : Numerical modelling of the upper atmosphere .....	216
<i>Kovács Gy.</i> : Interactive depth matching of well logs on desk computer .....	227

---

## MAGYAR GEOFIZIKA

Kiadja: Delta Szaklapkiadó és Műszaki Szolgáltató Leányvállalat Budapest, Garay u. 5. 1076  
Telefon: 415-583, 215-440 Levélcím: Budapest, Pf. 97. 1442

Felelős kiadó: DR. VARGA GYÖRGY főigazgató

Terjeszti a MAGYAR POSTA

Előfizethető a Hírlapkézbesítő Hivataloknál és a Posta Hírlapelőfizetési és Lapellátási Irodáján, 1900 Budapest, V., József nádor tér 1., vagy átutalással a 215-96162 pénzforgalmi jelzőszámra.

Egy szám ára 32,50 Ft. Előfizetés fél évre 97,50 Ft, egy évre 195,- Ft.

Külföldön terjeszti a Kultúra, 1389 Budapest, Pf. 149. és a Magyar Média, 1392 Budapest, Pf. 279. 86-253.

86.1489., Állami Nyomda, Budapest — Felelős vezető: Mihalek Sándor igazgató

Egyesületi tagoknak tagdíj ellenében

Megjelenik évente hatszor

**Index: 26 507**



# A szeizmikus csatornahullámok alkalmazása a szénbányászatban

## II. rész: Telephullám reflexiós mérések

BODOKY TAMÁS\*—CZILLER ESZTER\*—TÁBORSZKY GYULA\*—TÖRÖS ENDRE\*\*

*A dolgozat ismerteti a bányabeli szeizmikus telephullám reflexiós eljárást és a szakirodalom alapján áttekinti az eljárás mérési anyagainak számítógépes feldolgozási lehetőségeit, kiemelve azokat a fontosabb műveleteket, amelyek a felszíni szeizmikában nem ismertek. Gyakorlati példák segítségével bemutatja a bányabeli szeizmikus telephullám reflexiós kutatások hazai helyzetét és eddig elért eredményeit.*

*В работе изложен метод канальных отраженных волн в шахтах. По научной литературе дается обзор о возможностях их машинной обработки, выделяя те наиболее важные операции, которые в наземной сейсмике неизвестны. С помощью практических примеров демонстрируется положение и результаты исследований методом отраженных канальных волн в Венгрии.*

*The paper reviews the in-seam seismic reflection technique and sums up the published possibilities of its computerized processing emphasizing those significant procedures which are not known in the surface seismic reflection technique. With the help of field examples it presents the results and outlines the present level of in-seam seismics in Hungary.*

### Bevezetés

Dolgozatunk első felében foglalkoztunk a széntelepekben kialakuló szeizmikus csatornahullámok, az úgynevezett telephullámok elméletével és az Evison (*SH*) csatornahullámok fontosabb jellemzőivel. Vizsgáltuk a csatorna diszkontinuitásainál fellépő jelenségeket és bemutattuk a diszkontinuitásokat harántoló Evison hullámok jellegváltozásaira épülő telephullám átvilágítást, mint a széntelepek fejtésre előkészített területeinek tektonikai ellenőrzését szolgáló bányabeli geofizikai eljárást.

Dolgozatunk második részében a telephullámok másik igen elterjedt alkalmazásával a bányabeli szeizmikus telephullám reflexiós eljárással kívánunk foglalkozni. A telephullám reflexiós eljárás a telepzavarokról visszaverődő csatornahullámok észlelésén és vizsgálatán alapszik, így mérése során a hullámforrás és az érzékelő ugyanabban a vágatban is elhelyezhető. Ez lehetővé teszi, hogy bányászatilag még feltáratlan teleprészek kutatására is alkalmazzák és az általa szolgáltatott információt nem csak a fejtések irányításában, hanem már a feltáró vágatok tervezésében is felhasználják. A telephullám reflexiós eljárás gazdasági jelentősége ezért sokkal nagyobb, a hazaiaknál kevésbé tektonizált szénkészletekkel rendelkező területeken, mint például Angliában, vagy az NSZK szénmedencéiben elsősorban ennek az eljárásnak az alkalmazása terjedt el.

### A telephullámok visszaverődése telepzavaroknál

Csatlakozva a dolgozat első részének megfelelő fejezetéhez, tekintsük a telepet megszakító vető esetét. Közeghatárt a vetősík csak a telepvégeket lezáró fekk

\* ELGI, Budapest

\*\* Nógrádi Szénbányák



vagy fedő kőzeteknél, illetve egésztelepesnél nagyobb vető esetén a fekvő és a fedő érintkezésénél jelent. Reflexiót természetesen csak közeghatárról várhatunk, így a reflektált energia aránya a csatornahullámok egyes összetevőinél  $z$  tengely menti amplitúdó eloszlásuktól függ, akárcsak az átvilágításnál a továbbhaladó energia aránya.

Az Evison hullámok alacsony frekvenciás összetevőinél a hullámenergia jelentős része a telepen kívül, kísérő inhomogén síkhullámként terjed és így vetőnél csak jelentéktelen része találkozik közeghatárral, azaz csak jelentéktelen része szenvedhet reflexiót. A magasfrekvenciás összetevők energiája azonban teljesen a telep belsejébe koncentrálódik és így — egésztelepes vetőt feltételezve — a vetőnél a teljes energia közeghatárba ütközik. Itt részben kilép a telepből, részben visszaverődik, de a visszavert energiahányad az adott frekvenciaösszetevő teljes energiájára vonatkozik. Ennek megfelelően a reflektált csatornahullám alacsonyfrekvenciás összetevőket nem, vagy alig fog tartalmazni, míg magasfrekvenciás összetevőkben gazdag lesz. A reflektált hullámok szemszögéből tehát a vető alulvágó szűrőként viselkedik.

A visszavert hullámenergia aránya egésztelepesnél kisebb vetők esetében függ a vetők elvetési magasságától is. Egésztelepesnél nagyobb vetők esetében a *vető szűrő* vágási frekvenciája és meredeksége természetesen szintén függ a vető méreteitől, itt azonban ennek nincsen olyan gyakorlati jelentősége, mint az átvilágításnál, mert más tényezők — például a vetőt kísérő tört zóna, vagy a vetősík dőlésszöge — a reflektált hullámok spektrumára sokkal nagyobb hatással lehetnek.

A visszavert telephullámok jellemzőinek, illetve viselkedésének számszerű tanulmányozására a numerikus modellezés a legáltalánosabban elterjedt módszer. Modellvizsgálatokat végeztek a kérdés vizsgálatára Korn & Stöckl (1982), Bodoky & Bodoky (1983) és Kerner & Dresen (1985) időtartományban, valamint Asten, Drake & Edwards (1984) frekvenciatartományban. Legújabban Buchanan (1986) a kérdés analitikus úton történő megoldását javasolta.

Az egyéb telepzavarok — például telepkimosások, vulkáni telér áttörések stb. — is hasonló, alulvágó szűrő jelleggel reflektálják a telephullámokat. A reflektált telephullámok jellemzői ezekben az esetekben is legegyszerűbben numerikus modellezéssel határozhatók meg.

## A telephullám reflexiós mérések elve

A telephullám reflexiós mérések elve lényegében nem különbözik a felszíni szeizmikus reflexiós mérések elvétől. Mérjük a reflektált jel terjedési idejét és ebből a terjedési sebességek ismeretében számíthatjuk a reflektor (pontosabban a virtuális hullámforrás) távolságát, illetve egyidejűleg az azonos hullámforrásból származó reflektált jel terjedési idejét, több különböző ponton is mérve, meghatározhatjuk a reflektor pontos helyzetét.

A felszíni reflexiós mérésekhez képest az egyetlen lényeges eltérést az alkalmazott szeizmikus jel diszperz volta jelenti. Emiatt a terjedési sebesség és a beérkezési idő fogalma nem definiálható olyan egyszerűen, mint a felszíni mérésekénél. Ez azonban csak a mérések feldolgozásánál és kiértékelésénél jelent nehézséget, így csak ott térünk majd ki rá bővebben.

Telephullám méréseket először az NSZK-ban végeztek az 1960-as évek végén még analóg mágnesszalagos műszerekkel (Brentrop, 1970; Arnetz, 1971), a módszer igazi fejlődésnek azonban csak a digitális technika bányabeli bevezetésével



indult (Klar & Arnetzl, 1978), ugyanis a sújtólégbiztos digitális műszerek alkalmazása jelentősen megnövelte a mérések dinamika tartományát és lehetővé tette a mért anyagok közvetlen számítógépes feldolgozását.

### A telephullám reflexiós mérések gyakorlati végrehajtása

A telephullám reflexiós mérésekre is igaz az, amit dolgozatunk első felében a telephullám átvilágítással kapcsolatban részletesen leírtunk, a gyakorlatban arra törekszünk, hogy csak az *Evison* hullámok alaplómódusát regisztráljuk. Így, az *Evison* hullámoknak a *Krey* hullámoktól történő elválasztására két komponenses regisztrálást és a feldolgozás során csatorna forgatást alkalmazunk, az antiszimmetrikus módusok elkerülésére a telep középsíkjába helyezzük mind a hullámforrást, mind a rezgésérzékelő szondákat, a magasabb rendű szimmetrikus módusokat pedig frekvencia szerinti szűréssel küszöböljük ki.

A telephullám reflexiós terítési rendszerek elvileg is és gyakorlatilag is meg egyeznek a felszíni szelvénymenti reflexiós mérések terítési sémáival. Leginkább itt is az egyirányú többszörös fedésű rendszerek váltak be.

### A telephullám reflexiós mérések feldolgozása

A felszíni reflexiós szeizmikában legáltalánosabban az impulzus jellegű *P* hullámok alkalmazása terjedt el és ennek megfelelően fejlődött ki a szeizmikus reflexiós feldolgozás gyakorlata is. A telephullámok diszperz jellegüknél fogva azonban alapvetően eltérnek a felszíni szeizmika *P* hullámaitól és így, bár a telephullám reflexiós mérések terítési technikája ezt lehetővé tenné, a felszíni szeizmikus reflexiós feldolgozás közvetlenül mégsem alkalmazható rájuk.

A megfelelő mérési metodikával kombinált telephullám feldolgozásnak az a célja, hogy a teljes telephullám bonyolult hullámképéből egyetlen összetevőt, az alaplómódusát *Evison* hullámot válassza ki, ennek paramétereit határozza meg és a meghatározott paraméterek segítségével leegyszerűsített hullámképet használja a keresett földtani információk megismerésére.

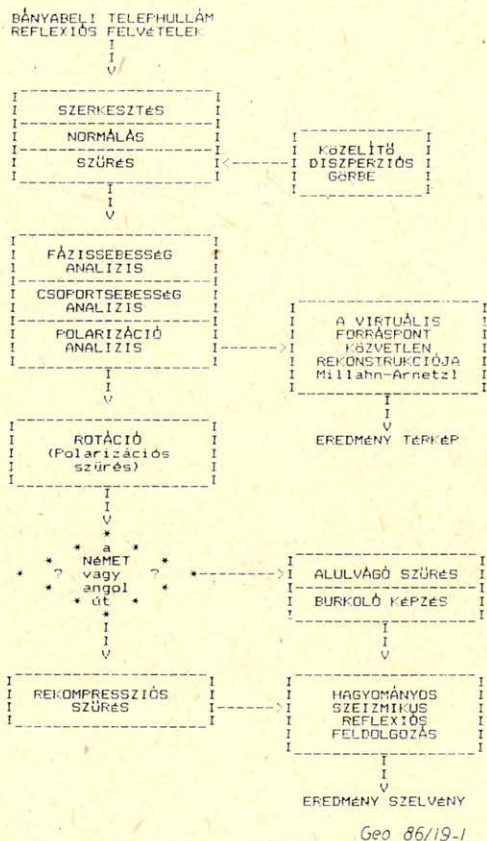
A feldolgozás három fő fázisra bomlik, a felszíni szeizmikus feldolgozásoknál is alkalmazott előkészítő, a telephullám analízis és a fő feldolgozó fázisra. Az első két fázis az eddig publikált feldolgozó rendszerekben (Mason, Buchanan & Boorer, 1980; Buchanan, Davis, Jackson & Taylor, 1981; Millahn, 1980; Millahn & Arnetzl, 1979 és 1980) többé-kevésbé megegyezik, a harmadiknak azonban több különböző változatát ismerjük. 1. ábránk a telephullám reflexiós mérések ismert feldolgozási lehetőségeinek összefoglaló diagramját mutatja be, részleteit a következőkben tárgyaljuk.

### Előkészítő vagy előfeldolgozó fázis

A feldolgozás első lépése a felvételek normálása. Ennek során kiegyenlítjük a felvételeknek a hullámforrások véletlenszerű eltéréseiből adódó energia különbségeit és kiküszöböljük a szférikus divergencia következtében fellépő energia veszteséget. A normálások során a felvételek energiáját természetesen nem csatornánként, hanem a kétkomponenses regisztrálásnál összetartozó csatornapáronként kell vizsgálni ügyelve arra, hogy az egyes komponensek egymáshoz viszonyított energiáját meg ne változtassuk.



Második lépésként a kutatási terület mérésekből ismert vagy becsült paramétereit — a terjedési sebességek, sűrűségek és a telepvastagság — segítségével kiszámítjuk a terület közelítő diszperziós görbéit és a görbék alapján felülvágó szűrővel eltávolítjuk a magasabb módusokat. (A módusok átfedése miatt az első antiszimmetrikus módus teljesen nem távolítható el.)



I. ábra. A bányabeli telephullám reflexiós mérések számítógépes feldolgozási változatainak a szakirodalom alapján összeállítható összefoglaló diagramja.

Рис. 1. Обобщенная схема машинной обработки данных наблюдений методом канальных отраженных волн в шахтах, составленная по научной литературе.

Fig. 1. Flow-chart summarizing the different versions of in-seam seismic reflection processing published in the geophysical literature.

## A telephullám analízáló fázis

A telephullám analízáló fázis során határozzuk meg a terület pontos diszperziós görbéit és a reflexiós beérkezések virtuális forráspontjainak irányait. (Az utóbbira a Krey hullámokat eltávolító csatorna forgatáshoz van szükségünk, mert a reflexiós méréseknél ezek az adatok nem állnak a mérési geometriából úgy rendelkezésünkre, mint az átvilágításnál.)

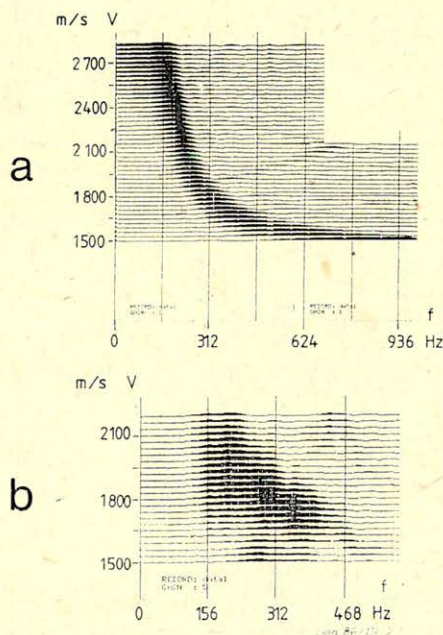


## a) Diszperzió analízis

A diszperzió analízist a legeredményesebben egy lehetőleg zavartalan telepben, külön erre a célra mért átvilágításos felvételen lehet elvégezni. Reflexiók méréseinket ezért, ha mód van rá, mindig ki kell egy-két átvilágításos felvétellel egészíteni.

A telephullám feldolgozás céljaira a legalkalmasabb diszperzió vizsgálat McMechan és Yedlin (1981) eljárása. Ez az eljárás kettős hullámtér transzformációt hajt végre a szeizmikus adatokon. Az első egy többsatornás adattömböt feltételező síkhullám dekompozíciós eljárás – az úgynevezett *slant stack* –, a második pedig a transzformált adattömb soronkénti Fourier transzformációja, vagyis az  $f(x, t)$  – ahol  $x$  a terítés mentén mért távolságot,  $t$  pedig a beérkezési időt jelenti – kiinduló szeizmikus adattömböt, általában egy szűrt és forgatott átvilágításos felvételt, először a  $\tau-p$  síkba – ahol  $\tau$  a tengelymetszeti időt,  $p$  pedig a fázissebesség reciprokát jelenti – transzformáljuk, majd innen az  $\omega-p$  síkba, ahol  $\omega$  a körfrekvenciát jelenti.

Bebizonyítható, hogy a transzformált függvénynek maximuma van azoknál az  $(\omega, p)$  pontoknál, ahol a közeg diszperziójára jellemző karakterisztikus egyenlet teljesül, ezért ha az eredmény mátrixot a  $c-f$  fázissebesség-frekvencia síkon ábrázoljuk, akkor az adattömb maximum helyei valósággal kirajzolják a vizsgált telephullámok diszperziós görbéit. Az eljárást 2. ábránk illusztrálja.



2. ábra. A McMechan- és Yedlin-féle fázissebesség-vizsgálat alkalmazása szintetikus (a.) és valódi (b.) telephullám szeizmogramra.

Рис. 2. Применение анализа фазовых скоростей по Mc Mechan и Yedlin на синтетическую (а) и на наблюдаемую (в) сейсмограмму каналовых волн.

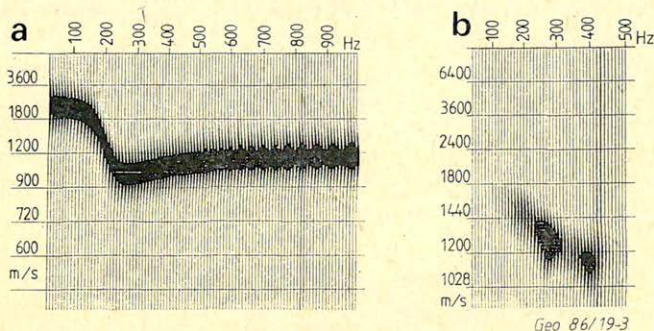
Fig. 2. Phase velocity analysis (described by McMechan & Yedlin) applied on a synthetic Evison wave record (a.) and on a real in-seam seismogram (b.)



### b) Csoportsebesség analízis

A csoportsebesség vizsgálatoknál ismét jó minőségű, szűrt, forgatott, átvilágításos felvételekből érdemes kiindulni.

A művelet során a kiválasztott szeizmikus csatornát igen keskeny sáv szélességű (1 Hz) sávszűrő sorozattal szűrjük majd a szűrt csatornákon Hilbert transzformációval áttérünk a burkolókra. A művelet eredménye egy mátrix a frekvencia-beérkezési idő síkban. A hullámút hosszának ismeretében a beérkezési idő tengelyt átskálázhatjuk terjedési sebesség tengellyé, ekkor a mátrix maximumhelyei a keresett csoportsebesség görbét jelölik ki. Az eljárás alapötlete *Dziewonskitól* és szerzőtársaitól származik (*Dziewonski, Bloch & Landisman, 1969*), telephullám reflexiók mérések feldolgozásánál először *Buchanan* alkalmazta (*Buchanan & al, 1981*). A csoportsebesség fent leírt vizsgálatára 3. ábránk mutat példát.



3. ábra. A Dziewonski, Bloch- és Landisman-féle csoportsebesség vizsgálat alkalmazása szintetikus (a.) és valódi (b.) telephullám szeizmogramra.

Рис. 3. Применение анализа групповых скоростей по Dziewonski, Bloch и Landisman на синтетическую (а) и на наблюдаемую (в) сейсмограмму каналовых волн.

Fig. 3. Group velocity analysis (described by Dziewonski, Bloch & Landisman) applied on a synthetic Evison wave record (a.) and on a real in-seam seismogram (b.).

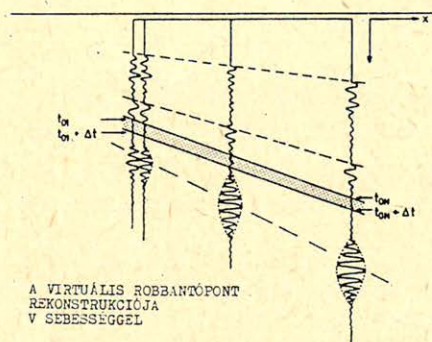
*Millahn és Arnetzl (Millahn & al, 1980)* erre a feladatra más megoldást javasolnak. Eljárásuk lényegileg egy leegyszerűsített *slant stack*, egy az origón átmenő és adott látszólagos sebességnek megfelelő ablakban integrálják egy szeizmogram csatornáinak burkolóját. Ha az ablaknak megfelelő látszólagos sebességet a lehetséges csoportsebességek tartományán végighaladva változtatják, akkor eredményképpen egy olyan amplitúdó-csoportsebesség görbét kapnak, amelyen a fontosabb hullámösszetevők csoportsebességei azonosíthatók. Sávszűrt szeizmogramokat használva bemenő adatokként az eljárás még a csoportsebességek frekvenciafüggésére is szolgáltat némi információt, ennek ellenére legnagyobb hátránya éppen ennek az információnak az elvesztése vagy hiányos volta. 4. ábránk erre az úgynevezett *MAP*-eljárásra mutat példát.

### c) Polarizáció analízis

A polarizáció analízis során egy mérőhely  $x$  és  $y$  – a telep síkjába eső – komponenseit mint a részecskemozgás hodográfjának komponenseit fogjuk fel. A hodográfra megfelelő hosszúságú, egymást részben átfedő időkapukban ellipszist



igyekszünk illeszteni. Az ellipszis tengelyarányai a polarizáltság fokát, tengelyirányai pedig a hullámterjedés irányát, illetve a hullám típusát jelölik ki (Millahn & al, 1979; Millahn, 1980). 5. ábránk az eljárást egy példán keresztül mutatja be.

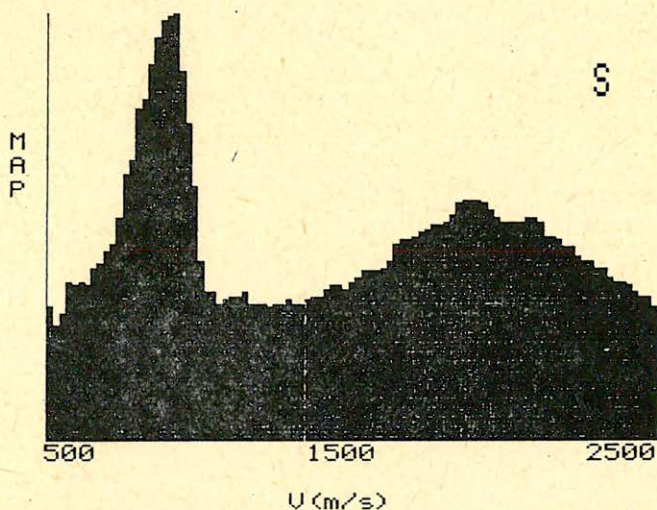


$t_{0i} = R_i / V$  az  $i$ -edik geofonra

$$MAP(v) = \sum_{i=1}^N \sum_{t=t_{0i}}^{t_{0i} + \Delta t} BURKOLÓ(t)$$

geofonok                      ablak

a



b

Geo 86/19-4

4. ábra. A Millahn- és Arnetzl-féle „MAP” sebességanalízis elvi sémája (Millahn & al. nyomán) és egy szélessávú telephullám felvételen kapott eredménye.

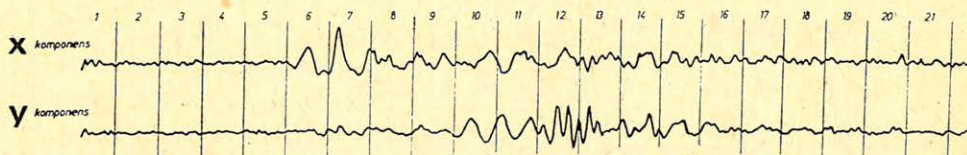
Рис. 4. Принципиальная схема анализа скоростей «MAP» по Millahn и Arnetzl и полученный результат на широкополосной сейсмограмме каналовых волн.

Fig. 4. The theoretical scheme of a group velocity analysis suggested by Millahn & Arnetzl (after Millahn & Arnetzl) and one of its results got on an in-seam seismogram.

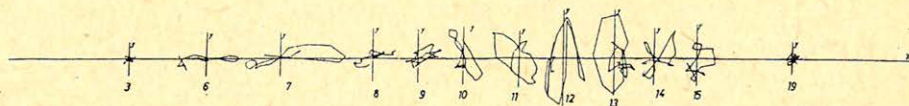


A polarizáció analízis matematikai lényege az egy időablakba tartozó adatok –  $(x, y)$  pontok – eloszlását jellemző kovariancia mátrix saját értékeinek és sajátvektorainak meghatározása. A sajátértékek az ellipszis tengelyarányát, a sajátvektorok az ellipszis tengelyirányait adják meg.

a



b



Geo 86/19-5

5. ábra. A Millahn-féle polarizáció analízis egy szeizmikus telephullám mérés két komponenses csatornájára alkalmazva; a. a két komponenses csatorna, b. a belőleszámított hodográfok.

Рис. 5. Поляризационный анализ по Millahn применяя на каналы двухкомпонентных наблюдений каналовых волн: а) двухкомпонентные сейсмические каналы, в) годографы вычисленные из них.

Fig. 5. Polarization analysis (described by Millahn) applied on a two-component in-seam seismic trace pair (a.); (b.) the hodographs.

A sajátérték analízis során egy, a  $t$  tengely mentén futó időablakban keressük azt a  $\varphi$  szöget, amellyel elfordítva az  $x$  és  $y$  tengelyeket a hodográf pontjaira az elforgatott koordináta-rendszerben igaz, hogy

$$a = \sum_i x_i^2 = \min \quad (\text{Evison hullámra}),$$

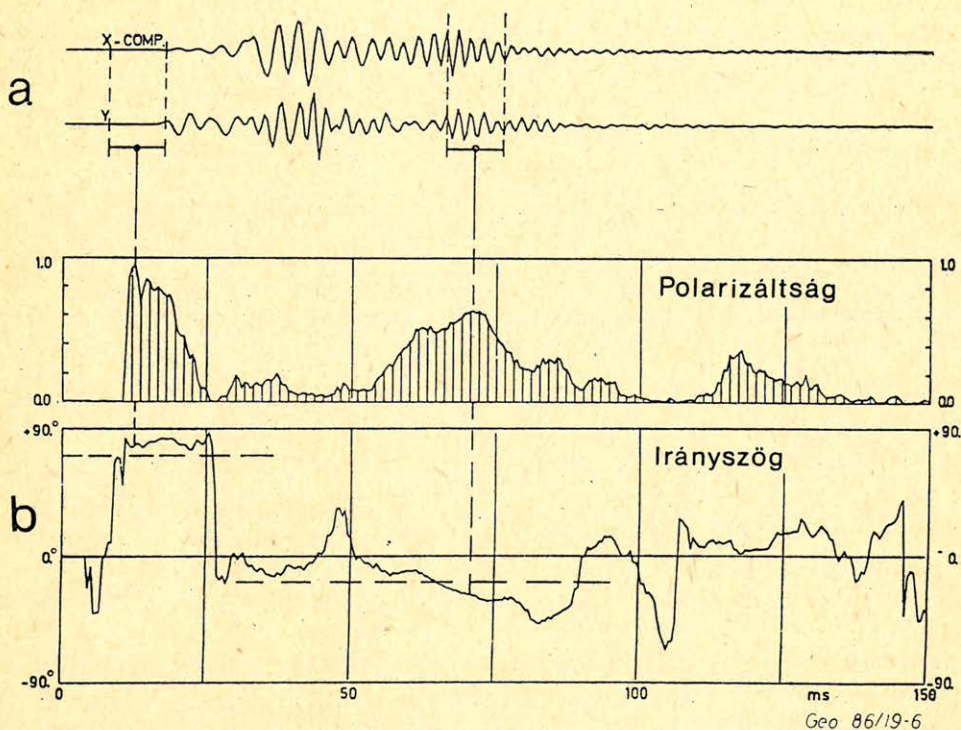
illetve

$$b = \sum_i y_i^2 = \min \quad (P \text{ hullámra}).$$

Ekkor a

$$\left| \frac{a-b}{a+b} \right| = P$$

mennyiséget a polarizáltság fokának, vagy egyszerűen polarizáltságnak hívjuk. 6. ábránk egy csatornapár  $\varphi$  és  $P$  függvényeit mutatja be.



6. ábra. Két komponenses csatornapár (a.) és polarizáltság (P), illetve irányszög ( $\varphi$ ) függvényeik (b.) (Millahn & al nyomán).

Рис. 6. Функции а) поляризации (P) и в) угла направления (A) двухкомпонентных каналов по Millahn & al.

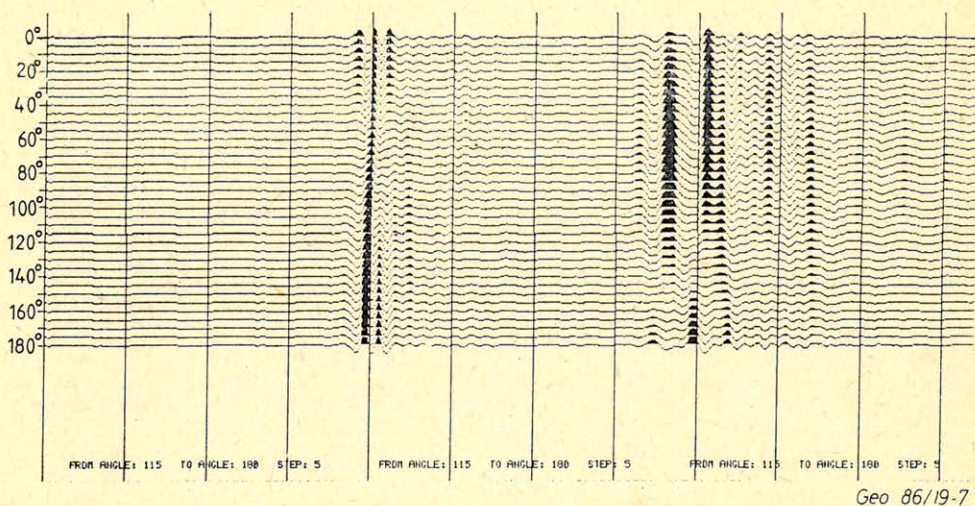
Fig. 6. A two-component in-seam seismic trace pair (a.) and its angle ( $\varphi$ ) and rectilinearity (P) functions (b.) (after Millahn & Arnetzl).

Ha egy beérkezésről tudjuk, hogy milyen hullámtípusba tartozik — ez sok esetben van így —, akkor a  $\varphi$  függvény meghatározását egyszerűbben is elvégezhajthatjuk próbálgatásos alapon. Ilyenkor  $0^\circ$ -tól  $180^\circ$ -ig  $\Delta\varphi$  lépésekkel haladva minden  $n\Delta\varphi$  szögre végrehajtjuk a forgatást és az eredményként kapott forgatott csatorna sorozatból szemre, vagy valamely matematikai kritérium alapján kiválasztjuk azt a szöget, amelynél a vizsgált beérkezés maximális amplitúdóval jelentkezik. 7. ábránk erre az úgynevezett rotációs scan-re mutat be példát.

#### d) Polarizációs szűrés — rotáció

Bár nem analízáló jellegű műveletek, a rotáció és a hozzá kapcsolódó polarizációs szűrés is a telephullámanalízis fázisába tartoznak. A rotáció célja — mint már ezt említettük is —, hogy a hullámösszetevők világos szétválaszthatóságáért a csatornákat a hullámterjedés irányának megfelelően, vagyis az egyik komponenst a valódi, vagy a virtuális hullámforrás irányába míg, a másikat erre merőlegesen állítsa be.





Geo 86/19-7

7. ábra. Az irányszögfüggvény meghatározása „rotációs scan”-nel.

Рис. 7. Определение функции угла направления с помощью ротационного скена.

Fig. 7. Determination of the angle ( $\varphi$ ) function by "rotation scan".

A polarizációs szűrés célja, hogy a jól polarizált jeleket kiemelje a polarizálatlan jelekhez képest. Végrehajtása egyszerűen a csatornáknak a  $P$  függvényvel való súlyozását jelenti.

A felsorolt vizsgálatokkal a telephullám analízis fázisa teljesnek tekinthető, végrehajtása esetén a főfeldolgozó fázisnak olyan anyagot ad tovább, amelynek csatornáin már csak az ismert paraméterű *Evison* hullámok alapl módusa jelenik meg jelként. A továbbiakban ezért a két komponens helyett mérőhelyenként már csak egy csatornával kell dolgozunk.

### A főfeldolgozó fázis

A főfeldolgozó fázis során a zajoknak minősülő hullámösszetevőktől megtisztított hullámképből a paraméterek ismeretében a keresett földtani információt kell megkapjuk. Erre több lehetőség is kínálkozik.

A legegyszerűbb lehetőséget, a telephullám vizsgálatokból nyert paraméterek közvetlen felhasználását *Millahn* és *Arnetzl* javasolták (*Millahn & al, 1979*). Eljárásuk hibája, hogy egyedi szeizmogramokkal dolgoznak és így a szeizmikában annyira bevált adattöbbszörözés – *stack* – jel-zajviszony javító hatásáról le kell mondjanak. A telephullám feldolgozás *Buchanan* által leírt „angol” (*Buchanan, 1979*) és a *Klinge* és társai által ismerttetett német (*Klinge, Krey, Ordowsky & Reimers, 1979*) útjai arra törekszenek, bár más-más módon, hogy a diszperzió megszüntetésével a felszíni szeizmikus adatfeldolgozó programrendszerek számára megfelelővé tegyék felvételeiket és így a feldolgozást ezekkel lehessen folytatni, illetve befejezni.

#### a) A közvetlen – *Millahn* – *Arnetzl* féle – eljárás

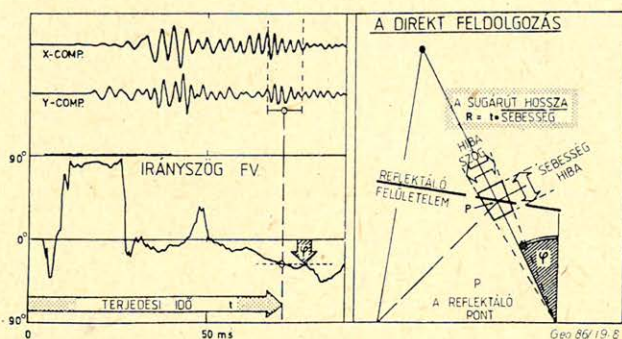
A polarizáció vizsgálatokból ismerjük az egyes beérkezések beérkezési irányát, a beérkezési időkből és a terjedési sebességből pedig számíthatjuk a befű-



tott út hosszát. Így minden egyes beérkezésnél rendelkezésünkre áll a virtuális hullámforrás iránya és távolsága, vagyis a pontos helye, aminek az ismeretében a terítési geometria segítségével meghatározható a reflektáló felületelem helye és iránya azaz méréseink földtani célja.

Finomítható az eljárás a beérkezési irány, a beérkezési idő és a terjedési sebesség valószínű hibáinak figyelembe vételével. Ekkor a reflektor helyét egy szintvonalas valószínűség eloszlással írhatjuk le. A különböző mérőpontokban észlelt beérkezések eloszlásai összegezhetők és így a teljes mérés eredménye is szintvonalas valószínűség eloszlásként áll elő.

Az eljárás elvét a szerzők nyomán 8. ábránk mutatja be. Így nyert eredményterképeket Millahn és Arnetz közölnek (Millahn & al, 1980).



8. ábra. A Millahn- és Arnetz-féle közvetlen feldolgozás elve (Millahn & al nyomán).

Рис. 8. Принцип непосредственной обработки по Millahn и Arnetz.

Fig. 8. The scheme of the direct reconstruction of shotpoint image described by Millahn & Arnetz<sup>1</sup> (after Millahn & Arnetz).

## b) Az angol-eljárás

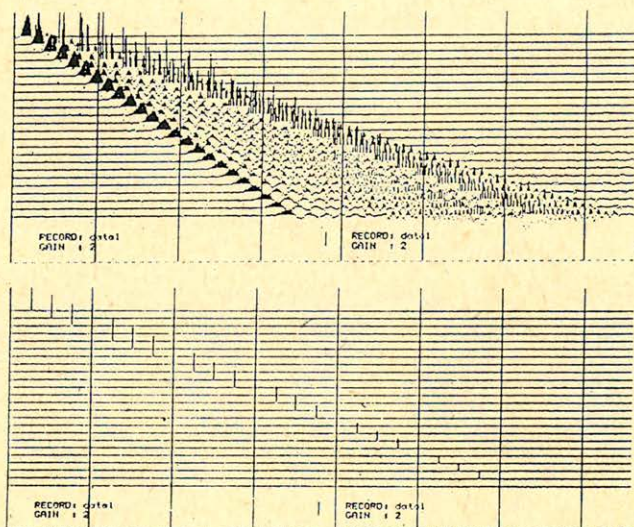
Az angol-eljárás lényege, hogy az előző fázisban előkészített felvételekre egy diszperziót megszüntető úgynevezett rekompresziós szűrést alkalmaz.

A rekompresziós szűrést frekvenciatartományban hajtják végre (Booer, Chambers & Mason, 1977). A szűrés arra épül, hogy míg impulzusszerű jelnél az  $\omega(k) = ck$  összefüggésben — ahol  $\omega$  a körfrekvenciát,  $k$  a hullámszámot és  $c$  a fázis-sebességet jelenti — a  $c$  konstans, addig diszperz jelnél egy a diszperziós görbe által meghatározott  $c(k)$  függvény. Egy szeizmikus csatorna frekvencia ( $\omega$ ) spektrumából a fenti összefüggésnek megfelelő behelyettesítéssel kapható meg a csatorna hullámszám ( $k$ ) spektruma. Impulzusszerű jelnél az áttérés a spektrum alakján nem változtat, csak a független változó tengelyét skálázza át egy konstans ( $c$ ) szorzóval. Diszperzjel esetén az áttérés a spektrum alakját is megváltoztatja. A csatorna hullámszám spektrumáról egy tetszőleges — impulzusszerű jelnek megfelelő — konstans  $c$  segítségével térünk vissza a frekvencia spektrumra, majd magára a csatornára.

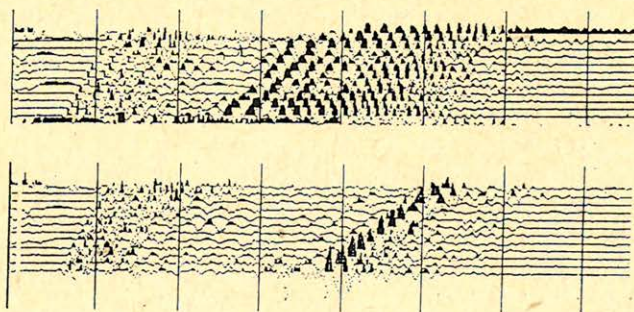
A rekompresziós szűrés hatását 9. ábránk mutatja be. A rekompresziós szűrés után a felvételek már ugyanúgy kezelhetők, mint a felszíni reflexiós szeizmikus



felvételek. A további feldolgozás során az angol út általában a *migration before stack* műveleti sorrendet követi (Buchanan, 1979; Mason & al, 1980; Buchanan & al, 1981).



a



b

Geo 86/19-9

9. ábra. A Booer-, Chambers- és Mason-féle rekompresziós szűrés hatása szintetikus (a.) és valódi telephullám (b.) felvételen.

Рис. 9. Результаты рекompрессионной фильтрации Booer, Chambers и Mason на синтетическую (а) и на наблюдаемую (б) сейсмограмму каналовых волн.

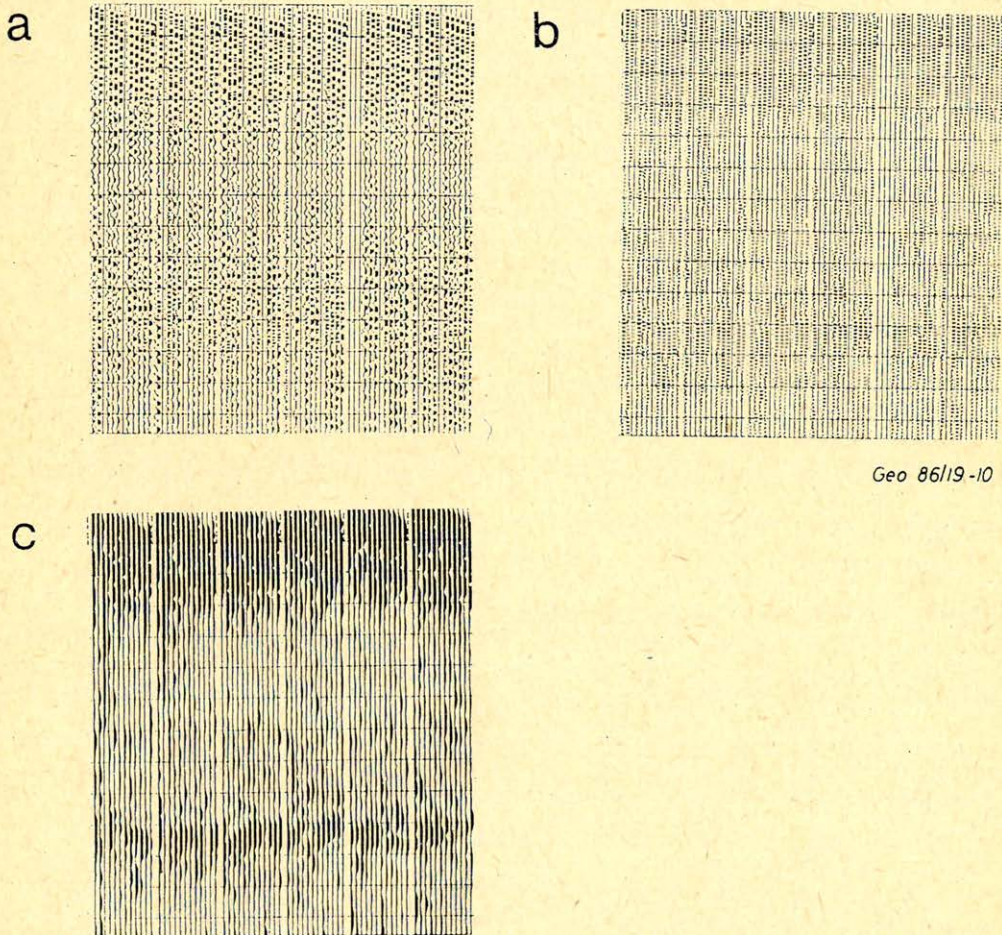
Fig. 9. The effect of the recompression filter (described by Booer, Chambers & Mason) on a synthetic Evison wave record (a.) and on a real in-seam seismogram.



Megjegyezzük még, hogy a rekompresziós szűrésnek időtartománybeli megoldása is ismert (Marshall & Schott, 1981).

c) *A német-eljárás*

A német út azt tűzte ki célul, hogy a telephullám reflexiós méréseket kizárólag a hagyományos felszíni szeizmikus reflexiós feldolgozás eszközeivel dolgozza fel. Annak ismeretében, hogy a reflektált energia főként csak a telephullám



Geo 86/19-10

10. ábra. Telephullám felvételek átalakítása a „német út” szerint. Az eredeti felvételek (a.), a felvételek alulvágó szűrés után (b.) és a szűrt felvételek burkoló képzés után.

Рис. 10. Преобразование сейсмограмм каналовых волн «по немецкому способу». Исходные сейсмограммы (а), после фильтрации нижних частот (в), после проведения огибающей кривой (с).

Fig. 10. Processing of in-seam seismic records on the “german” way; the original records (a.), the records after low-cut filtering (b.), the filtered records after the computation of envelopes (c.).



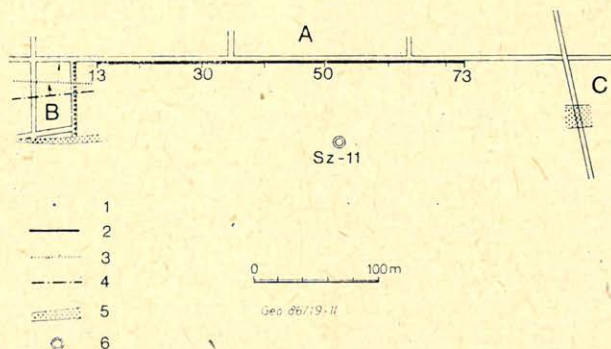
magasfrekvenciás összetevőiből áll, a főfeldolgozó fázis első lépéseként alulvágó szűréssel eltávolítják a felvételekből azokat a frekvenciákat, amelyek alacsonyabbak az Airy-fázis frekvenciáinál. A szűrés eredményeként a diszperzív jelalak alacsonyfrekvenciás eleje eltűnik, csak az Airy frekvenciák magasfrekvenciás csomagja marad meg, ezért a szűrt felvételeken végrehajtott burkoló képzéssel gyakorlatilag impulzusszerű jelekhez jutnak. Az így nyert szeizmogramok már a szokásos módon kezelhetők. 10. ábránk egy telephullám-felvétel átalakítását mutatja be.

Az angol és a német útát összehasonlítva meg kell említeni, hogy a német út igen alacsonyfrekvenciás jeleket, vagyis korlátozott felbontóképességű szeizmogramokat eredményez, ezzel szemben annyira érzéketlen a paraméter meghatározások hibáira, hogy ismert területen a telephullám analízis fázisa el is hagyható. Az angol út dekompressziós szűrése jobb felbontóképességet biztosít ugyan, de nagyon érzékeny a diszperzió analízis pontatlanságára.

### Gyakorlati példák

A hazai telephullámmérések megindításakor a szakirodalomból ismert összes eljárás bevezetésére és kipróbálására törekedtünk. A mérési tevékenység rutinná válásával együtt azonban egyre szigorodott a gyors eredményszolgáltatás követelménye és ez mindinkább egyértelművé tette a felszíni szeizmikus feldolgozás nagy program választékára és évtizedes tapasztalatára építő német út előnyeit. Így a következőkben a telephullám reflexiós módszer gyakorlati alkalmazását bemutató példáinknál ezt a feldolgozást használtuk.

11. ábránk egy mérés helyszínrajzát mutatja be. A mérés feladata egy, a magasabb szintekről már ismert vető helyzetének kimutatása, illetve annak megvizsgálása volt, hogy a B és C jelű vágatokban megfogott andezit telérek be-



11. ábra. Első mérési példánk helyszínrajza. (1: robbantópont; 2: a mérés helye; 3: 1 m-nél kisebb vető; 4: 1 és 2 m közötti vető; 5: andezit áttörés; 6: kutatófúrás)

Рис. 11. Схема наблюдения первого примера. (1: пункт взрыва, 2: место приема, 3: тектоническое нарушение амплитудой меньше 1 м, 4: тектоническое нарушение амплитудой 1–2 м, 5: прорыв андезита, 6: разведочная буровая скважина).

Fig. 11. Location map of the first field example; 1: shotpoint, 2: receiver spread, 3: fault (throw is less than 1 m), 4: fault (throw is greater than 1 m but less than 2 m), 5: andezite dike, 6: borehole.



nyúlnak-e a mérési területre. Kérdéses volt még az *Sz – 11* jelű fúrásnak a vetőhöz viszonyított helyzete is.

A méréseket az *A* vágatban 5 m-es szondatávolsággal, 6-szoros fedésű, két-irányú, külsőlövéses rendszerben végeztük, az offset mindkét irányban 27,5 m volt. Átvilágításra a *B* vágatból nyílt lehetőségünk, erre alapoztuk a sebességanalízist.

A mérési anyagok feldolgozását a német séma szerint időszelvény szintig végeztük el, *12. ábránk* mutatja be az eredményként kapott szelvényt. A szelvényen a vető határozott beérkezéssel jelentkezik, a vető előtti szelvénytiszta szakasz a szelvény elejétől eltekintve tiszta, így elmondhatjuk, hogy az andezit telérek valószínűleg nem nyúlnak be a lemerített területre. Kivételt csak a szelvény 25 – 30 karószámú szakasza képez, ahol a *B* vágatból ismert telér folytatásában egy rövid beérkezés jelentkezik, ami feltehetően egy pillér szerű andezit áttörést jelez. A vető helyének kijelölésével a szelvény a fúrással kapcsolatos kérdést is egyértelműen megválaszolja. A szelvény alapján szerkesztett eredménytérképet a *13. ábra* mutatja be.

A következő példa helyszínrajza a *14. ábrán* látható. A vágattal, amelyben a mérés folyt, a bánya egy új tektonikai blokkot nyitott meg, a mérő vágat az ismert határvető mentén futott. A mérés feladata a következő párhuzamos nagyvető távolságának és irányának meghatározása volt.

A mérést 3,2 m-es szondaközzel, 6-szoros fedésű egyirányú külsőlövéses rendszerben hajtottuk végre. Az offset 8 m volt.

A területen a *B* jelű vágatból lehetőség nyílt átvilágító mérések végzésére is, így a feldolgozás teljes ciklusát végre lehetett hajtani. *15. ábránk* egy csatornás csoportsebesség vizsgálatokat mutat be különböző forrásponthoz tartozó távolságú csatornák sorozatára. A vizsgálat érdekessége, hogy nem csak a csoportsebesség görbére, hanem a magasfrekvenciák elnyelődésének távolságfüggésére is információt szolgáltat és így fontos támpontot ad a szűrőhatárok megválasztására egy egyébként nem vizsgált szempont szerint is.

A feldolgozás eredményét *16. ábránk* mutatja. A szelvényen két határozottan felismerhető reflexiós beérkezés jelentkezik. A szelvény elején a kb. 150 ms-nál jelentkező első beérkezés erős amplitúdója jelentősebb elvetési magasságra utal, ezen a szakaszon így a mögötte levő vető alig vehető ki takarása miatt. A szelvény 125-ös pontjától az első beérkezés amplitúdójának csökkenése az elvetési magasság csökkenését jelzi, amit az is valószínűvé tesz, hogy mögötte kb. 260 ms körül egyre határozottabban jelentkezik a valószínű határvetőre utaló második beérkezés.

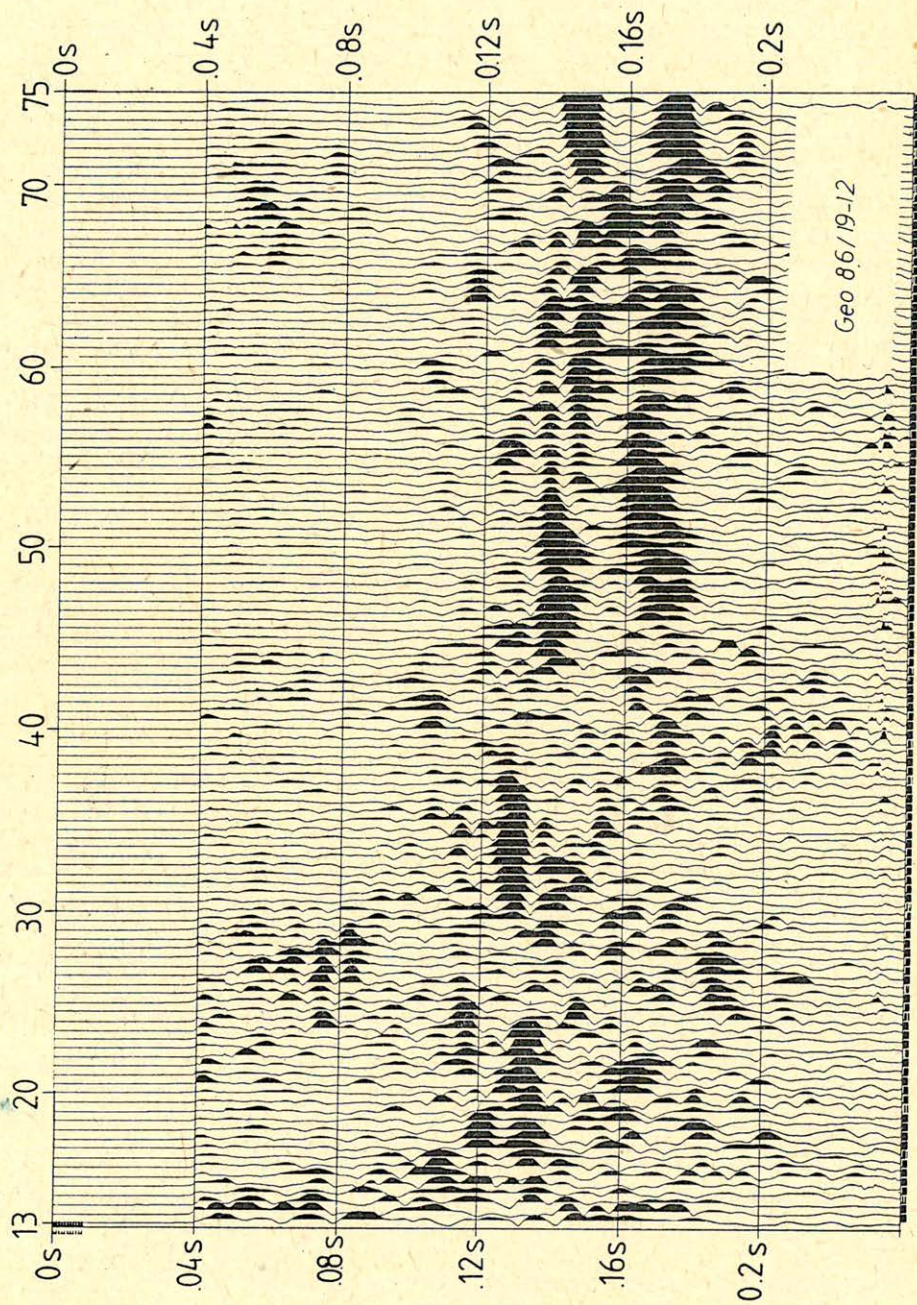
*17. ábránk* a mérés eredményeinek értelmezését mutatja a mérések óta végzett vágathajtások eredményeivel.

## Összefoglalás és következtetések

Dolgozatunk két részében a szeizmikus telephullám-kutatásokról kívántunk összefoglaló képet adni úgy, hogy közben bemutattuk a telephullám-kutatások hazai helyzetét és eredményeit is. Reméljük, hogy gyakorlati példáink meggyőzően bizonyítják a geofizika ezen fiatal ágának jelentőségét.

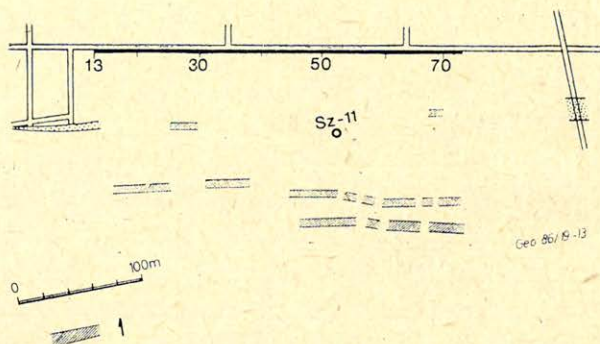
Végezetül köszönjük a Nógrádi Szénbányáknak és a Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézetnek, hogy együttműködésükkel és közös támogatásukkal lehetővé tették az előzőekben bemutatott eredmények megszületését.





12. ábra. Első mérési példánk időszelvénye.

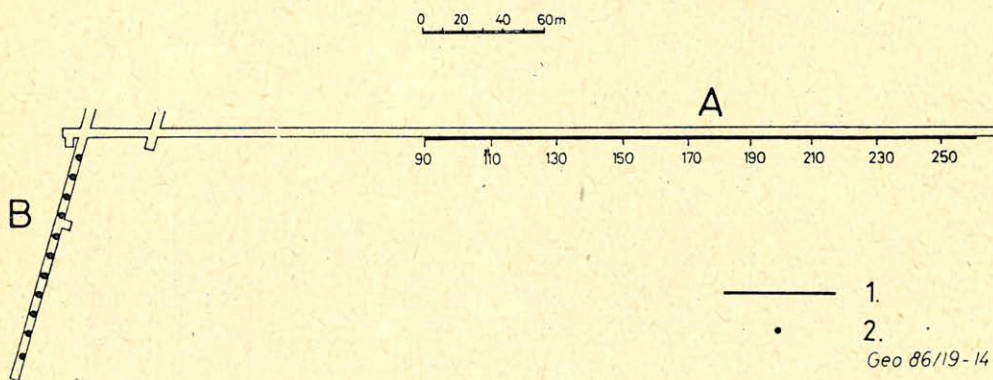




13. ábra. Első mérési példánk eredménytérképe. (1: reflektáló felület)

Рис. 13. Карта результатов первого примера (1: поверхность отражения).

Fig. 13. The result of the first example; 1: reflecting interface.



14. ábra. Második mérési példánk helyszínrajza. (1: a mérés helye; 2: robbantópont)

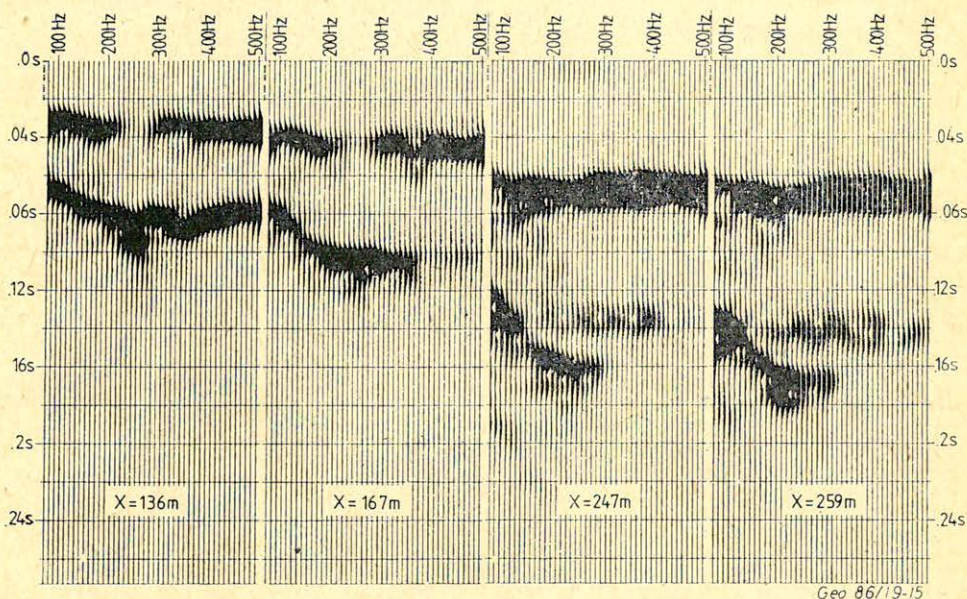
Рис. 14. Схема наблюдения второго примера (1: место наблюдения, 2: пункт взрыва).

Fig. 14. Location map of the second field example; 1: receiver spread, 2: shotpoint.

## IRODALOM

- Arnetzl, H., 1971, Seismische Messungen untertage, Tagungsbericht „Mensch und Maschine im Bergbau“ der Gesellschaft Deutscher Metalhütten- und Bergleute, 133 – 141.
- Asten, M. V., Drake, L. A. & Edwards, S. A., 1984, In-seam seismic Love wave scattering modeled by finite-element method, Geophys. Prosp. 32, 649 – 661.
- Bodoky, A. & Bodoky, T., 1983, Preliminary results of numerical modelling of seam waves, Geophys. Transactions 29, 129 – 140.
- Booer, A. K., Chambers, J. & Mason, I. M., 1977, Fast Numerical Algorithm for the Recompression of Dispersed Time Signals, Electronic Letters 13, 453 – 455.
- Brentrup, F. K., 1970, Seismische Vorfelderkundung zur Ortung tektonischer Störungen in Steinkohlenbergbau, Glückauf 106, 933 – 938.
- Buchanan, D. J., 1979, The Location of Faults by Underground Seismology, Colliery Guardians 227, 419 – 427.
- Buchanan, D. J., Davis, R., Jackson, P. J. & Taylor P. M., 1981, Fault Location by Channel Wave Seismology in United Kingdom Coal-Mines, Geophysics 46, 994 – 1002.

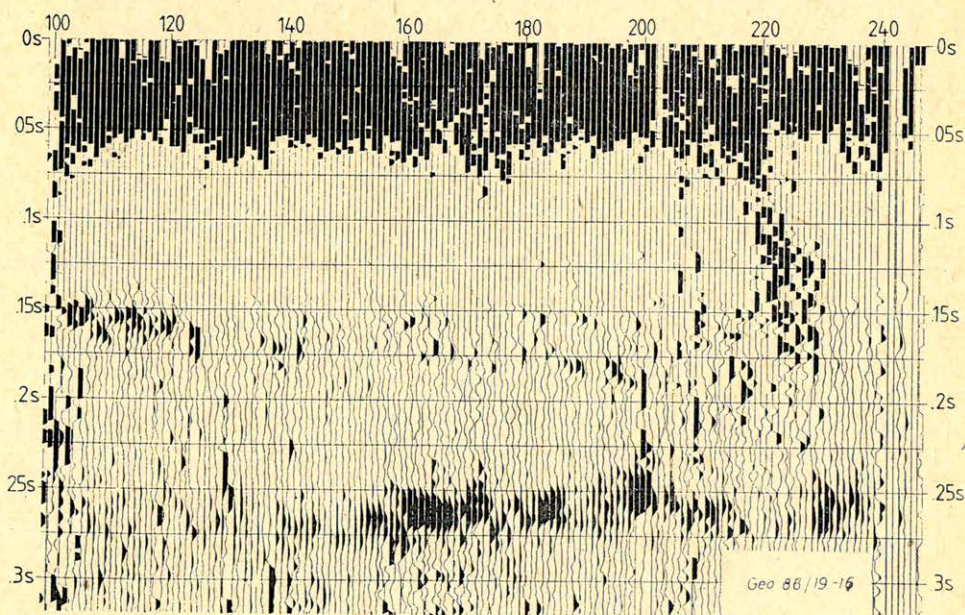




15. ábra. Csoportsebesség vizsgálatok a második példa anyagán.

Рис. 15. Анализ групповых скоростей на материалах второго примера.

Fig. 15. Group velocity analysis on the records of the second field example.

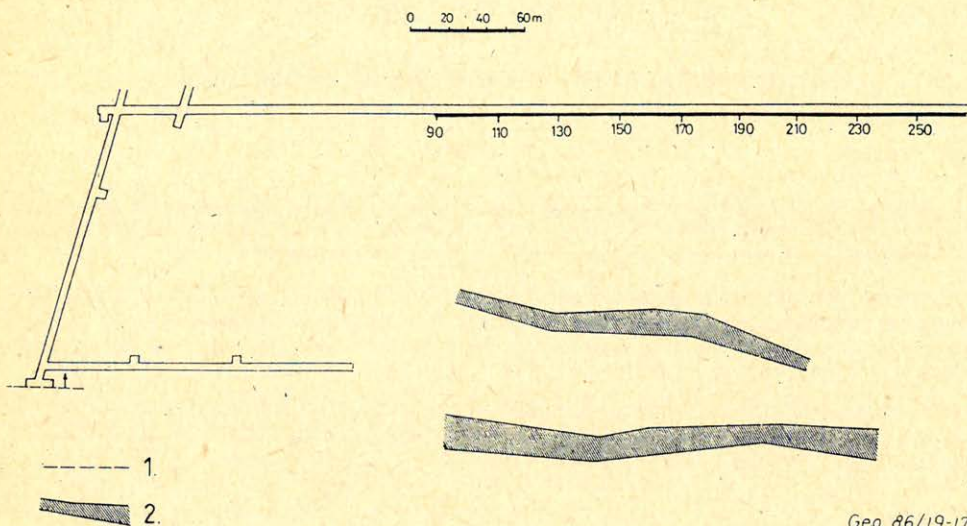


16. ábra. Második mérési példánk időszelvénye.

Рис. 16. Временный разрез второго примера.

Fig. 16. The time section of the second field example.





Geo 86/19-17

17. ábra. Második mérési példánk eredménytérképe. (1: bányászatiilag feltárt határvető; 2: reflektáló felület)

Рис. 17. Карта результатов второго примера (1: граничное тектоническое нарушение выявленное при проходках; 2.: поверхность отражения).

Fig. 17. The result of the second example; 2: reflecting interface, 1: boundary fault found after the measurements.

Buchanan, D. J., 1986, The Scattering of SH-Channel Waves by a Fault in a Coal Seam. Geophys. Prosp. 34, 343 – 365.

Dziewonski, A., Bloch, L. & Landisman, M., 1969, A Technique for the Analysis of Transient Seismic Signals, Bull. of the Seismological Soc. of America 59, 427 – 444.

Kerner, C. & Dresen, L., 1985, The influence of dirt bands and faults on the propagation of Love seam waves, Journal of Geophys. 57, 77 – 89.

Klar, J. & Arnetzl, H., 1978, A New Firedamp-Proof Instrument for In-Seam Seismics in Coal Mining, 40th EAEG Meeting, Dublin.

Klinge, U. J., Krey, Th., Ordowsky, N. & Reimers, L., 1979, Digital In-Seam Reflection Surveys and their Interpretation by Classical Data Processes Only, 41th EAEG Meeting, Hamburg

Korn, M. & Stöckl, H., 1982, Reflection and transmission of Love channel waves at coal seam discontinuities computed with a finite difference method, Journal of Geophys. 50, 171 – 176.

Marschall, R. & Schott, W., 1981, Treatment of Dispersive Wavetrains, 43th EAEG Meeting, Venezia

Mason, I. M., Buchanan, D. J. & Booer, A. K., 1980, Channel Wave Mapping of Coal Seams in the United Kingdom, Geophysics 45, 1131 – 1143.

Mcmechan, G. A. & Yedlin, M. J., 1981, Analysis of Dispersive Waves by Wave Field Transformation, Geophysics 46, 869 – 874.

Millahn, K. O., 1980, Flötzwellenseismik – Stand und Entwicklung, Prakla-Seismos Report 2 + 3/80, 19 – 30, Hannover

Millahn, K. O. & Arnetzl, H., 1979, Analysis of Digital In-Seam Reflection and Transmission Surveys Using Two Components, 41th EAEG Meeting, Hamburg

Millahn, K. O. & Arnetzl, H., 1980, Some Aspects of Two-Component In-Seam Seismology, Festschrift Theodor Krey, Prakla-Seismos GMBH, Hannover



# Numerikus légkörmodellek előállítása

KOVÁCS KÁROLY\*

*A dolgozatban röviden bemutatjuk a numerikus légkörmodellkészítés alap gondolatait. Ismertetjük a Boltzmann féle transportelmélet segítségével nyerhető, az aeronomiai modellezésben használható transzportegyenleteket. Végezetül ismertetünk egy elkészült numerikus légkörmodellt.*

*В этой работе описываются основные принципы разработки численной модели верхней атмосферы. Излагаются уравнения транспорта полученные на основании теории Больцмана и применяющиеся в аэрономическом моделировании. Наконец, как пример показывается численная модель атмосферы.*

*In this report the basic principles of the numerical modelling of the upper atmosphere are discussed. The transport equations obtained by the transport theory of Boltzmann and used in aeronomic applications are described. Finally as an example, a numerical model atmosphere is given.*

## Bevezetés

A tudományos megismerés egyik alapvető módszere a modellkészítés. Amikor felállítunk egy tudományos elméletet, akkor tulajdonképpen a valóság egyféle modelljét állítjuk fel.

A modellkészítésre azért van szükség, mert a vizsgált jelenségeket a maguk összetettségében nem tudjuk megragadni. Ezért megpróbálunk olyan egyszerűsítésekkel élni, amelyek a jelenségek számunkra legfontosabb elemeit megtartják, a lényegtelen, zavaró elemeket pedig elhagyják. Ezután ellenőrizzük, hogy az így létrejövő elméleti konstrukciónk (modellünk) valóban teljesíti-e az elvárásokat. Az ellenőrzés úgy történik, hogy a modell által jósolt eredményeket összehasonlítjuk valóságos mérési adatokkal. Ha a modellünk jól működik, akkor bizonyos hibahatárokon belül a valóságos mérésekkel egyező eredményeket kell kapnunk. Ha a jósolt és a mért értékek eltérnek, akkor ez azt jelenti, hogy a modellünk felépítésénél valamilyen hibát követtünk el. Ekkor újra átvizsgáljuk a modellt és megpróbáljuk megkeresni a hibás pontot. Ha a modell megfelelő pontossággal visszaadja a mérési adatokat, akkor feltételezhetjük, hogy sikeresen választottuk ki a jelenségek halmazából a leglényegesebb összefüggéseket, és hogy valóban a kevésbé lényeges dolgokat hanyagoltuk el.

Kissé általánosítva az elmondottakat végül is minden tudományos elmélet egyfajta modellje a valóságnak. Például a newtoni mechanika is egy olyan modellnek tekinthető, amely a makroszkópikus fizikai folyamatokat megfelelő pontossággal leírja.

Láthatjuk tehát, hogy a modellkészítés igen fontos szerepet játszik a tudományos megismerés folyamatában. Egyrészt segítségével kiválaszthatjuk a legfontosabb törvényszerűségeket (pl. a newtoni mechanika mozgástörvényei), másrészt pedig a modell segítségével kvantitatív jóslásokat tehetünk az egyes folyamatokra (pl. kiszámolhatjuk egy mozgó test helykoordinátáit egy jövőbeni  $t$  időpontban).

\* MTA Geodéziai és Geofizikai Kutatói Intézete, Sopron, Múzeum u. 6 – 8.



A fentiekben elmondottak vonatkoznak a numerikus légkörmodellekre is. A célunk az, hogy a légkörben lejátszódó nagyszámú fizikai folyamat közül kiválasszuk azokat, melyek adott geofizikai feltételek mellett meghatározzák a rendszer állapotát.

Mivel a felsőlégkörben in situ méréseket végezni nagyon költséges és bonyolult, ezért sok esetben célszerű az egyes légköri paraméterek (nyomás, hőmérséklet, stb) számszerű értékeit a modellekből kiszámítani.

## A légkör numerikus modellezése

A numerikus modellezés a nagy teljesítményű számítógépek megjelenésével vált lehetővé. A rakétás és műholdas mérések megtervezése és kivitelezése számítógépek nélkül szinte lehetetlen lenne. Gondoljunk csak a nagyszámú beérkező mérési adataira, melynek rögzítése és feldolgozása is számítógépekkel történik.

Mielőtt magukról a numerikus modellekről szólnánk, röviden ki kell térnünk arra, hogy a légköri folyamatokat milyen fizikai törvényekkel írhatjuk le.

A részecskék mozgásának leírására először Lagrange dolgozott ki egy módszert a newtoni axiómák alapján. Elméletének az a lényege, hogy az egyes részecskék mint individuumok mozognak egymás, ill. a külső erők eredőjének az erőterében. A módszer a jól ismert soktestprobléma.

A soktestprobléma azonban zárt alakban csak két test esetében oldható meg. Három test esetében már csak közelítő megoldás adható. Kontinuum számosságú részecskék esetében, mint amilyen a légkör is, a módszer nagy nehézségekbe ütközik.

Pontosan ezeket a nehézségeket próbálta Euler kiküszöbölni a róla elnevezett elméletben. Euler a sok részecskéből álló rendszert olyan folytonos eloszlású folyadéknak tekintette, melynek tulajdonságai helyről helyre változnak. A rendszer jellemzői nem az egyes részecskék „sorsához” kötöttek, hanem ezek a hely és az idő függvényei. Ezeknek az ún. makroszkópikus mennyiségeknek a változását, a hely és az idő szerint, parciális differenciálegyenletek írják le.

Az Euler-féle szemlélet hasonlít a maxwelli erőtérszemlélethez, azzal a különbséggel, hogy az Euler elméletben másodfokú parciális differenciálegyenletek szerepelnek, míg az erőtereket lineáris parciális differenciálegyenletek írják le.

Az Euler-féle szemlélet nagyon hasznosnak bizonyult többek közt a hidrodinamikában, a gázdinamikában és a magnetohidrodinamikában.

A fentiekből láthatjuk, hogy tulajdonképpen kétféle módon készíthetünk numerikus légkörmodellt. Az egyik módszer az, hogy követjük az Euler-féle szemléletet, azaz a makroszkópikus fizikai mennyiségekre felírjuk a megfelelő parciális differenciálegyenleteket és ezt alkalmas határfeltételek mellett megoldjuk. A nehézség itt abból adódik, hogy az adott rendszerről olyan fizikai modellt készítsünk, mely a lényeges folyamatokat tartalmazza, és emellett az ismeretlenekre olyan egyenletrendszert ad, amely numerikusan megoldható. Az Euler-féle szemléletmód esetében csak az egyensúlyi, vagy ahhoz közelálló folyamatok írhatók le. Előfordulhat az is, hogy az egyenletrendszer megoldhatósága érdekében a fizikai kép felállításakor olyan információkat is elhagyunk, amelyeket egyébként ismerünk.

Az Euler-módszer előnye, hogy a kapott egyenletrendszer viszonylag kis teljesítményű számítógépen is megoldható.

A modellezés másik módja a Lagrange-féle szemléleten alapul. Tekintsünk  $N$  db részecskét, melyeknek egy  $t = 0$  időpillanatban ismerjük az összes hely és



sebességkoordinátáit. A ható erők ismeretében mindegyik részecskére külön-külön kiszámolhatjuk a későbbi  $t = t_1$  időpillanatra vonatkozó összes hely és sebességkoordinátát. Ezután a  $t = t_2, t_3$  stb. időpillanatokra is elvégezhetjük a számolást és így végső soron teljes pontossággal nyomonkövethetjük az  $N$  db részecskéből álló rendszer időbeli változását. Ezzel a módszerrel tulajdonképpen az  $N$  részecskére nézve egy valódi reprodukciót végzünk. A módszer előnye az, hogy az időskála széthúzható, a kis karakterisztikus idejű folyamatok nyomonkövethetők, a részeredményeket pedig a rendszer zavarása nélkül megtudhatjuk.

Hátránya a módszernek, hogy nagy kapacitású számítógépen is csak viszonylag kis  $N$  számú részecske mozgása modellezhető. A valóságban pedig, mint ismeretes a részecskék száma igen nagy ( $\text{cm}^3$ -enként  $10^{10} - 10^{22}$  db).

A teljesség kedvéért megemlítjük még az ún. empirikus légkörmodelleket is. Ezek a modellek nem abból a célból készülnek, hogy a lejátszódó fizikai folyamatokat nyomonkövethessük. A meglevő mérési adatokra egy empirikus formulát próbálnak illeszteni azzal a céllal, hogy azokban a pontokban is számolhassunk légköri paramétereket, mely pontok a mérési pontok közé esnek. Ilyen módszerrel készítenek empirikus modelleket a semleges légkörre és az ionoszférára. Ezeknek a modelleknek a segítségével tájékozódhatunk arról, hogy az egyes geofizikai körülmények között a különböző légköri paraméterek milyen számszerű értékek között mozognak. Ha nincsenek közvetlen mérési adataink, akkor ezeket a modelladatokat viszonylag egyszerű formulákkal gyorsan kiszámolhatjuk.

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy számunkra a fentiekben ismertetett két számítógépes modellezés közül az Euler-féle szemléleten alapuló módszer a kivitelezhető.

## Az Euler-féle modellezés elméleti háttere

Mint már korábban említettük az Euler-féle szemléletmód alap gondolata az, hogy a kontinuum sokaságú rendszerben makroszkópikus fizikai mennyiségeket vezetünk be, mint pl. a nyomás, koncentráció, hőmérséklet stb. Felírjuk az ezekre vonatkozó parciális differenciálegyenleteket, melyek leírják a fenti mennyiségek hely- és időbeli változását. A bevezetett makroszkópikus mennyiségek már nem az egyes részecskék egyedi állapotára, hanem a részecskesokaság átlagos viselkedésére vonatkoznak.

Az aerónómiai folyamatokat leíró megmaradási törvényeket a Boltzmann-egyenletből származtathatjuk a következő módon [4].

$N$  db azonos típusú részecske állapotát  $3N$  hely és  $3N$  sebességkoordinátával adhatjuk meg. A  $6N$  dimenziós térben (a fázistérben) a rendszernek egy pont felel meg. A rendszer a következő időpillanatban a fázistérben egy másik pontba mozdul el.

Ha az  $N$  részecskéből álló rendszert a 6 dimenziós térben ábrázoljuk (3 hely és 3 sebességkoordináta), akkor a rendszernek ebben a koordináta-rendszerben egy  $N$  db pontból álló *pontfelhő* felel meg.

A rendszer jellemzésére vezessük be az  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  eloszlásfüggvényt. Ez a függvény megadja, hogy az időpillanatban az  $\mathbf{r}$  pont körüli  $d^3\mathbf{r}$  térfogattartományban hány olyan részecske van, melynek sebessége a  $\mathbf{v}$  körüli  $d^3\mathbf{v}$ -be esik, azaz:

$$dN = f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{v} \quad (1)$$

ahol  $d^3\mathbf{r} = dx dy dz$  és  $d^3\mathbf{v} = dv_x dv_y dv_z$ .



Az  $N$  részecskeszámhoz úgy juthatunk, hogy az (1) összefüggésnek vesszük a teljes térre és az összes sebességre vonatkozó integrálját, azaz:

$$N = \int \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{v}. \quad (2)$$

Feltételezve, hogy az adott térfogatban a részecskék száma az idővel nem változik, írhatjuk a következőt:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{d}{dt} \int \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{v} = 0. \quad (3)$$

Mivel az integrálási határok függetlenek az időtől, ezért az integrálás és az idő szerinti differenciálás felcserélhető. Bevezetve továbbá a  $\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}$  és  $\frac{dv}{dt} = \frac{1}{m} \cdot \mathbf{F}$  összefüggéseket (3)-ból megkaphatjuk az ütközésmentes Boltzmann egyenletet:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0. \quad (4)$$

Ha figyelembe vesszük a részecskék ütközését is, akkor egy bizonyos sebességtartományba eső részecskék száma az ütközések miatt változik.

Az ütközési tagot  $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_u$ -vel jelölve a (4) Boltzmann egyenlet alakja:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_u. \quad (5)$$

A  $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_u$  ütközési tag bizonyos ütközési típusok esetében megszerkeszthető. Ilyen eset például a Coulomb szórás. A fenti egyenletekben szereplő  $\mathbf{F}$  a részecskékre ható erőt jelenti. Ha a részecskék közötti erőhatás rövid hatótávolságú (a részecske sugarával összemérhető), akkor ezek az ún. belső erők elhanyagolhatók. Ebben az esetben  $\mathbf{F}$  a rendszerre ható külső erők eredője. Hosszabb hatótávolságú belső erők esetén, mint pl. a töltött részecskék között ható Coulomb erő esetében is,  $\mathbf{F}$  a külső és a belső erők eredőjét jelenti.

A transzporttermélethől ismeretes, hogy egy részecskesokaságra jellemző fizikai mennyiségek felépíthetők, mint a részecskesebesség hatványainak a függvényei. A rendszerre jellemző makroszkópikus fizikai mennyiségek, mint pl. a nyomás, hőmérséklet stb., a részecskék atomos szintű mozgásával kapcsolatosak, így nem csoda, hogy ezek a makroszkópikus mennyiségek a részecskék sebességének megfelelő hatványaitól függnek. Természetesen a részecskék sebessége mellett szerepelnek a részecskéket meghatározó állandók is, mint pl. a tömeg vagy a töltés.

Tekintsük ezután a tetszőleges  $Q(\mathbf{v})$  fizikai mennyiséget, mely a  $\mathbf{v}$  megfelelő hatványából és a részecskék adataiból épül fel. Ilyen  $Q(\mathbf{v})$  fizikai mennyiségek például a következők:



fizikai mennyiség	$Q(\mathbf{v})$
részecskeszám	$l$
elektromos töltés	$e$
tömeg	$m$
impulzus	$m \cdot \mathbf{v}$
elektromos áram	$e \cdot \mathbf{v}$
mozgási energia	$\frac{1}{2} m \cdot v^2$

A makroszkópikus mennyiségek, mint már említettük, a mikroszkópikus mozgások átlagaként jelennek meg. Ezek az ún. termodinamikai mennyiségek. Számunkra azoknak a fizikai mennyiségeknek van jelentősége, melyeknek a  $\mathbf{v}$ -re vett átlaga nem nulla. Előfordulhatnak ugyanis olyan mennyiségek is, melyek a részecskék ütközései során kiátlagolódnak.

Képezzük a  $Q(\mathbf{v})$  átlagát a szokásos módon:

$$\langle Q(\mathbf{v}) \rangle = \frac{\int Q(\mathbf{v}) \cdot f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{v}}{\int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{v}}. \quad (6)$$

A (6) összefüggésben az  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  eloszlásfüggvényt, mint súlyfüggvényt használjuk. A (6) összefüggés lényegében azt veszi figyelembe, hogy a  $Q(\mathbf{v})$  hogyan oszlik el a részecskék között.

A részecskesűrűsége írhatjuk:

$$n(\mathbf{r}, t) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{v}. \quad (7)$$

A  $\langle Q \rangle$  függvény hely- és időfüggő. Változására a Boltzmann-egyenletből kaphatunk választ. Beszorozva (5)-öt  $Q$ -val, majd mindkét oldalt  $\mathbf{v}$  szerint integrálva, kapjuk az:

$$\frac{\partial}{\partial t} (n \langle Q \rangle) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (n \cdot \langle Q \cdot \mathbf{v} \rangle) - n \left\langle \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \left( \frac{1}{m} \cdot \mathbf{F} Q \right) \right\rangle = \{Q\}_{\text{ütk.}} \quad (8)$$

kifejezést, ahol a  $\{Q\}_{\text{ütk.}}$  tag nem más mint a

$$\{Q\}_{\text{ütk.}} = \int Q(\mathbf{v}) \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{ü}} d^3\mathbf{v}. \quad (9)$$

A (9) csak akkor adható meg pontosan, ha az ütközési tag konkrét formája ismert. A (9) kifejezés a  $Q$  mennyiség azon változását tartalmazza, mely a részecskék ütközése révén jön létre, úgy, hogy az ütközésben résztvevő valamennyi partner járulékát tartalmazza.



A (8) egyenlet a  $Q$  fizikai mennyiség  $\langle Q \rangle$  átlagának térbeli és időbeli változását írja le. Ez a változás végső soron a mikroszkópikus mozgások eredménye. A (8) egyenlet a  $Q$  mennyiség transzportjának vagy forgalmának a leírására szolgál, ezért (8)-at a  $Q$  mennyiség transzportegyenletének nevezzük.

Például ha  $Q = 1$ , akkor (8) megadja a részecskeszám transzportját:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (n \cdot \mathbf{u}) = 0 \quad (10)$$

ahol feltételeztük, hogy  $\{Q\}_{\text{ütk.}} = 0$  és hogy  $\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{v}} = 0$  és az  $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$  átlagsebesség egyenlő a  $\langle \mathbf{v} \rangle$ -vel, azaz  $\langle \mathbf{v} \rangle = \mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ .

A (10) egyenlet nem más, mint a szokásos kontinuitási egyenlet.

A fentiekhez hasonlóan a  $Q = e$ -re megkaphatjuk az  $e \cdot n(\mathbf{r}, t)$  elektromos töltéssűrűsége és a  $Q = m$  esetében pedig az  $m \cdot n(\mathbf{r}, t)$  tömegsűrűsége a megfelelő kontinuitási egyenleteket. A  $Q = m \cdot \mathbf{v}$  az impulzus transzportját adja, ami nem más mint a folyadékok és gázok mozgásegyenlete. A továbbiakban folytathatnánk a  $\mathbf{v}$  egyre magasabb hatványaihoz tartozó  $Q$ -ra vonatkozó transzportegyenletek felírását. Fontos észrevétel az, hogy a  $\mathbf{v}$  egy adott hatványához tartozó transzportegyenlet tartalmazza az eggyel nagyobb és eggyel kisebb kitevőjű hatványhoz tartozó járulékokat is. Ezt egyébként (8)-ból is láthatjuk, mivel itt szerepel egy  $\mathbf{v}$ -vel való szorzás és egy  $\mathbf{v}$  szerinti differenciálás is.

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy a  $\mathbf{v}$  egyre magasabb hatványaihoz tartozó  $Q$  fizikai mennyiségek változását leíró transzportegyenletek hierarchikusan egymásra épülnek.

Célszerű bevezetni az eloszlásfüggvényt

$$\begin{aligned} & \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{v} \\ & \int \mathbf{v} \cdot f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{v} \\ & \int \mathbf{v} \otimes \mathbf{v} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{v} \\ & \int \mathbf{v}^2 \cdot f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{v} \end{aligned}$$

ígynevezett nyomatékait.

Az eloszlásfüggvény nyomatékainak az időbeli és térbeli változását is természetesen a transzportegyenletek írják le. Ezek a transzportegyenletek, mivel hierarchikusan egymásra épülnek, egymástól függetlenül nem oldhatók meg. A transzportegyenletek jelentősége abban áll, hogy a mikroszkópikus folyamatoktól elvezetnek a makroszkópikus törvényszerűségekhez, és lehetőséget nyújtanak a problémák közelítő megoldására. Példának megemlíthetjük az ideális gázok esetét. Itt feltételezhetjük, hogy nincs sűrűdés vagy hővezetés, ezért az ezekhez a fizikai mennyiségekhez tartozó magasabbrendű nyomatékok elhagyhatók, így a transzportegyenletek hierarchikus rendszere lezárható, s a kapott egyenletrendszer megoldható. Bonyolultabb esetekre Chapman [5] és Enskog, valamint Grad dolgozott ki közelítő eljárásokat.



A korábbi aerónómiai modellekben egyensúlyi állapotot tételeztek fel. A részecskék eloszlását Maxwell-félenek tekintették és a modellekben az Euler egyenletet használták. A valóságban viszont a legtöbb légköri folyamat nem egyensúlyi állapotra vonatkozik, így a modellek használhatósága, pont a valóságos fizikai folyamatokat durván közelítő fizikai kép miatt, eléggé korlátozott volt. A nemlineáris folyamatokra *Chapman* és *Einskog* dolgozott ki elméletet. Ez az elmélet már figyelembe veszi a perturbált sebességeloszlást. A *Chapman* elmélet jól felhasználható az alacsonysebességű transzportfolyamatok leírásához. Hátránya viszont, hogy a többkomponensű gázokban csak átlagos tömegsűrűséggel és átlagos áramlási sebességgel számol. Az aerónómiai modellezéshez a legjobban felhasználható elméletet *Grad* [1] dolgozta ki. Ezek a transzportegyenletek már tartalmazzák a nyomás és hőáramlási viszonyokat leíró mennyiségeket is az áramlási sebesség és a hőmérséklet értékei mellett.

A *Grad*-féle közelítő módszerrel származtatott transzportegyenletek már sokféle geofizikai feltétel mellett jó megoldást adnak.

Az egyensúlyi állapottól nagyon távoleső folyamatok esetében, mint amilyenek például a nagysebességű transzportfolyamatok, azonban már a *Grad*-féle elmélet sem használható.

A továbbiakban röviden bemutatjuk a *Grad*-féle közelítésen alapuló aerónómiai transzportegyenleteket, mivel jelenleg ezek tekinthetők a valóságos fizikai folyamatok legjobb közelítésének. A legújabb szakirodalom is egyöntetűen ezt a modellt használja. Természetesen a jövőben kívánatos lenne egyensúlyi állapottól nagyon távoleső folyamatokat is leírni, de valószínű, hogy erre csak olyan módszerek lesznek alkalmasak, amelyek már az egyensúlyi állapotot nem tüntetik ki.

A *Grad*-féle közelítés alapgondolata a következő. Tekintsük az (5) *Boltzmann* egyenletet a következő alakban

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \mathbf{v}_s \cdot \nabla f_s + \left[ \mathbf{G} + \frac{e_s}{m_s} \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v}_s \times \mathbf{B} \right) \right] \cdot \nabla_{\mathbf{v}_s} f_s = \left( \frac{\partial f_s}{\partial t} \right)_{\text{ütk.}} \quad (11)$$

A 11 egyenlet valamely  $s$  komponensre vonatkozik. Az egyenletben szereplő tagok a következők:  $f_s$  az  $s$  komponens eloszlásfüggvénye,  $\mathbf{v}_s$  a sebesség,  $e_s$  a töltés,  $m_s$  a tömeg,  $\mathbf{G}$  a gravitációs gyorsulás,  $\mathbf{E}$  az elektromos térerősség  $\mathbf{B}$  a mágneses térerősség,  $\nabla$  a koordináták szerinti gradiens  $\nabla_{\mathbf{v}_s}$  a sebességkoordináták szerinti gradiens. A korábbiakban ismertetett módon vegyük az  $f_s$  eloszlásfüggvény következő momentumait.

$$\frac{3}{2} k \cdot T_s = \frac{1}{2} m_s \langle c_s^2 \rangle \text{ az } s \text{ komp. hőmérséklete}$$

$$\mathbf{q}_s = \frac{1}{2} m_s \cdot n_s \langle c_s^2 \cdot \mathbf{c}_s \rangle \text{ hőáramlási vektor}$$

$$\overline{\mathbf{P}}_s = n_s m_s \langle \mathbf{c}_s \mathbf{c}_s \rangle \text{ nyomástenzor}$$

$$\overline{\boldsymbol{\tau}}_s = \overline{\mathbf{P}}_s - p_s \cdot I \text{ feszültségtenzor}$$



$$\bar{\mu}_s = \frac{1}{2} n_s \cdot m_s \langle c_s^2 c_s c_s \rangle \text{ magasabbrendű nyomástenzor}$$

$$\bar{Q} = n_s \cdot m_s \langle c_s c_s c_s \rangle \text{ hőáramlási tenzor}$$

A fenti nyomatékokban  $n_s$  az  $s$  komponens sűrűsége  $p_s = n_s \cdot k \cdot T_s$  az  $s$  komponensre vonatkozó parciális nyomás,  $k$  a Boltzmann állandó,  $I$  az egységnyi diadikus,  $c_s = v_s - u_s$ , ahol  $u_s$  az  $s$  komponens átlagsebessége.

A  $\langle \rangle$  jelölés, mint korábban is, az átlagolást jelenti, azaz egy  $A$  mennyiség  $\langle A \rangle$  átlaga a

$$\langle A \rangle = \frac{1}{n_s} \cdot \int f_s \cdot A d\mathbf{c}_s.$$

A Boltzmann-egyenlet (11) alakját beszorozva az  $1$ ,  $m_s \cdot c_s$ ,  $\frac{1}{2} m_s \cdot c_s^2$ ,  $m_s c_s c_s$  és  $\frac{1}{2} m_s \cdot c_s^2 \cdot c_s$  értékekkel, majd az így kapott egyenleteket integrálva a sebesség-

terre, megkapjuk a megfelelő transzportegyenleteket, melyek a következők: kontinuitási, impulzus megmaradási, energiamegmaradási, a nyomástenzor és a hőáramlási egyenletek. Természetesen mindegyik egyenlet az  $s$ . komponensre vonatkozik. A kapott egyenletek, melyek részletesen kifejtett alakja [2]-ben található, jobb oldali tagja leírja a megfelelő fizikai mennyiség ütközés hatására létrejövő változását. Az úgynevezett Maxwell-molekula kölcsönhatás esetében ez az ütközési tag pontosan számolható. Ilyenkor ugyanis az ütközési frekvencia független a sebességtől. Másfajta kölcsönhatás esetében az ütköző részecskék eloszlásfüggvényét közelíteni kell. Az ütközési tag csak így számolható ki.

Mint azt már korábban is hangsúlyoztuk, az  $r$ -ed fokú momentumokra vonatkozó transzportegyenlet tartalmazza az  $r+1$ -ed fokú momentumot is, így a momentumok hierarchikusan összekapcsolódnak. Ahhoz, hogy egy egyenletrendszert meg tudjunk oldani az  $r+1$ -edik fokú momentumot az  $r$ -ed fokú momentummal közelíteni kell. A közelítést Grad [1] dolgozta ki. A felhasznált közelítés alakja:

$$f_s = f_{s0} \left[ 1 + \frac{m_s}{2kT_s p_s} \bar{\mathbf{r}}_s \cdot \mathbf{c}_s c_s - \left( 1 - \frac{m_s \cdot c_s^2}{5kT_s} \right) \cdot \frac{m_s}{k \cdot T_s \cdot p_s} \cdot q_s \cdot \mathbf{c}_s \right]. \quad (12)$$

Ezzel a közelítéssel az egyenletrendszer lezárható, így meg lehet kísérelni a megoldását.

A megoldáshoz még az ütközési tagokat is valamilyen formában közelíteni kell. Az ionoszféra  $E$  tartományában (90–150 km) például, ahol a semleges részecskék száma sokkal nagyobb mint az ionizált részecskéké, a töltött részecskék közötti ütközés elhanyagolható. A semleges és töltött részek között a legfontosabb kölcsönhatás az ún. indukált dipol vonzás (ez külső elektromos tér hatására jön létre). Ebben az esetben a már említett Maxwell-féle molekulakölcsönhatás lép fel, s így az ütközési tag kiszámítható.

Az  $E$  tartományra levezetett egyenletekben a kontinuitási egyenlet nem tartalmazza az ionok keletkezését és rekombinációját. Jelenleg nincs olyan zárt elmélet, mely ezt a tagot is tartalmazza, így fenomenológikusan bevezetjük a

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = K_i - L_i \quad (13)$$

kifejezést.



Semleges gázkeverék esetében a részecskék között rugalmas gömbök közötti ütközést feltételeznek. Ebben az esetben az eloszlásfüggvény csak közelíthető. A közelítés is csak akkor érvényes, ha a termikus sebesség és a driftsebesség nem sokban különbözik az egyes komponensek hőmérsékletétől.

Az  $F$  tartományban (150–500 km) a legfőbb komponensek: az atomos oxigén, az atomos oxigénion és az elektron.

A fellépő ütközési formák:

- ion-semleges részecske,
- elektron-semleges részecske,
- Coulomb kölcsönhatás.

Ebben az esetben is csak akkor sikerült az ütközési tagra közelítő formulát találni, amikor a driftsebesség közel van a termikus sebességhez.

### Egy példa légkörmodellre

Az előzőekben igyekeztünk megvilágítani a légkörmodellezés leglényegesebb vonásait. Mint láttuk a modellezés főbb mozzanatait a következők. Először megtervezzük a fizikai modellt, majd közelítések segítségével zárt, megoldható egyenletrendszert állítunk fel és numerikusan megoldjuk az egyenleteket, végül pedig a számolt eredményeket összevetjük a mérésekkel. Befejezésül egy olyan modellt szeretnénk röviden vázolni, ahol ezek a lépések mind megtörténtek.

Young-ék [3] 1980-ban dolgozták ki légkörmodelljüket az arecibo-i obszervatórium feletti aeronómiai feltételekre. Az ellenőrzéshez az obszervatórium mérési eredményeit is felhasználták. A modell számolja az ionok koncentrációját, hőmérsékletét és áramlását.

Az alapegyenleteket a korábban ismertetett nyomatékegyenletekből származtatták. Egyszerűsítések után 5 db egyenletet kaptak. Ezek a következők:

1. elektron és ion energiamegmaradási egyenlet
2. az  $O^+$  és  $H^+$  ionokra vonatkozó impulzusmegmaradási egyenlet
3. ionok kontinuitási egyenlete.

A modellezés egy  $1 \text{ cm}^2$  átmérőjű mágneses fluxuscsőre történt, melynek a talppontja 120 km magasságban volt s a konjugált hemiszféra 120 km magasságú pontjában végződött. Feltételezték, hogy a talppontokban egyensúlyi állapot uralkodik.

A csövet 3 részre osztották (1. ábra). Az  $A$  és  $A^*$  felületen adták meg az egyensúlyi állapotra vonatkozó határfeltételeket. Az  $B$  és  $B^*$  tartományokban az ion-ion és az ion-semleges részecske ütközések az uralkodók. Az egyenletek ebben a tartományban pontosan reprodukálják a koncentráció és áramlási viszonyokat.

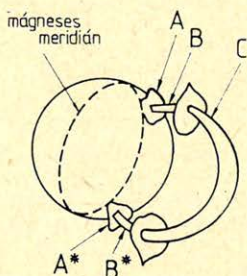
A  $C$  tartományban, az  $O^+$  és  $H^+$ -ra vonatkozó, az áramlást leíró tagok elhanyagolhatókká válnak és a diffúziós egyensúly közelítés jól leírja az ionok eloszlását.

Az egyenletek megoldásai a tartományok határai mentén összekapcsolódnak.

A fizikai modell folyamatábráját a 2. ábra mutatja. A kapott egyenleteket a véges differenciák módszerével oldották meg. A modell bemenő adatai a következők: semleges komponensek hőmérséklete, sűrűsége, összetétele, a meridionális semleges szélesebbesség és a Nap  $EUV$  sugárzási fluxusa. Ezeket az adatokat mé-



részekből vagy pedig empirikus modellekből származtatták. A *MSIS* semleges atmoszféra modellt használták a semleges részecskék koncentráció és a hőmérséklet értékeinek a meghatározásához.

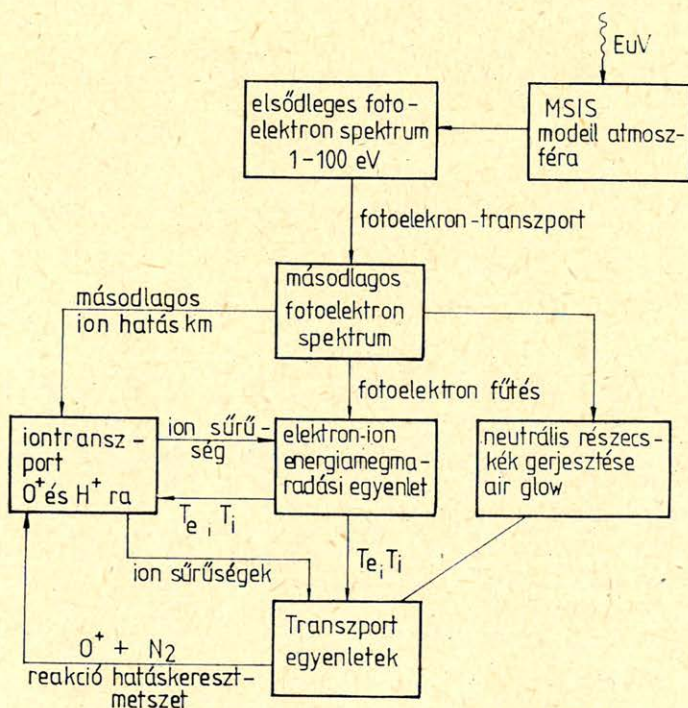


Geo 86/14-1

1. ábra. A modellezési tartományok és határok

Рис. 1. Области и пределы моделирования

Fig. 1. Regions and boundaries



Geo 86/14-2

2. ábra. A modell blockdiagramja

Рис. 2. Блок диаграмма модели

Fig. 2. Overall schema of the model



A Nap *EU V* fluxusát, mely érték a fotoelektron spektrum és a fotoionozációs hatáskeresztmetszetek számolásához kellett, *Hindegger*-től vették át.

Végül a modell jóságára a már említett obszervatóriumi méréseket használták. A saját modellezési munkánkban mi is a *Young* [3] féle modellt tekintjük kiindulási alapnak.

#### IRODALOM

- [1] *Grad, H.* (1949): On the kinetic theory of rarified gases, *Comm. Pure Appl. Math.* 2, 331.
- [2] *Schunk, R. W.*: Transport equations for aeronomy, *Planet. Space Sci.* 1975, Vol. 23. pp. 437.
- [3] *Young, E. R., D. G. Torr, P. G. Richards and A. F. Nagy*: A computer simulation of the midlatitude plasmasphere and ionosphere. *Planet. Space Sci.* 1980, Vol. 28, pp. 881.
- [4] *Abonyi Iván*: A negyedik halmazállapot. Gondolat, Budapest 1971.
- [5] *Chapman, S and Cowling, T. G.* (1970): *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*, Cambridge University Press, Cambridge.



# Karotázs szelvények interaktív mélységegyeztetése kisszámítógépen

KOVÁCS GYÖRGY\*

*A mélyfúrási geofizikai szelvényanyag feldolgozásának egyik legelső és legfontosabb lépése a szelvények mélységegyeztetése. Ez gyakran igen időigényes és fáradságos feladat.*

*Ez a cikk a digitális formában rendelkezésre álló szelvényeknek kis számítógépen (HP9845) való interaktív mélységegyeztetését mutatja be.*

*Одна из самых первых и важных стадий интерпретации данных ГИС — это корреляция по глубинам каротажных диаграмм. Часто это требует больших затрат времени и сил.*

*В статье показана интерактивная корреляция по глубинам представленных в цифровой форме каротажных диаграмм на мини ЭВМ (HP 9845).*

*The depth matching of the well logs is the first and one of the most important steps of the well log analysis. It is very often a time — consuming and tedious task.*

*The paper presents an interactive depth matching process of digitized well logs developed for desk — computer HP 9845.*

## 1. A mélységtérkések keletkezése

A különböző karotázs szondákkal felvett szelvények között, még a leggon-  
dosabban betartott szevényezési technológia esetén is mélységtérkések keletkezhet

Ennek okai a következők lehetnek:

- a szonda szorulása okozta kábelnyúlás
- a szonda „megugrása”
- a kábelnek a terhelés és a hőmérséklet hatására bekövetkező hossz-  
változása
- a kábel csúszása a mélységjeladó meghajtó szerkezetén
- az analóg felvételeknél a filmmeghajtás szabálytalanságai
- egyéb mechanikus, elektronikus és szubjektív hibák (pl. rossz mélység-  
beállítás stb.)

A fenti problémák összességében azt eredményezik, hogy fúrásban, külön-  
böző húzásokban felvett szelvények között a mélység függvényében változó mély-  
ségtérkések keletkeznek. Amennyiben ezt a mélységtérkést a feldolgozás előtt nem  
sikerült kiküszöbölni, ez lényegesen ronthatja az értelmezés minőségét.

A hazai számítógépes értelmezési gyakorlatban a feldolgozásokat ponton-  
kénti adatokkal végzik, ahol a mintavételi távolság általában 0.2 m. Alapvető  
fontosságú, hogy a számításokhoz felhasznált szelvényértékek azonos mélység-  
pontból származzanak.

## 2. A karotázs görbék mélységtérkézésének kiküszöbölése

A durva mélységtérkések (rossz mélységbeállítás, több méteres elcsúszás  
stb.) azonnal és egyszerűen felfedhetők.

\* SZKFI. Százhalombatta



A finomabb mélységhibák (kábel nyúlás), mivel gyakran csak lokálisan jelentkeznek egy-egy szelvényen (elsősorban a lyukfalhoz szorított eszközök esetén), nehezebben deríthetők fel.

Az analóg rögzítési technika korában a mélységeltéréseket kézi összerajzolóval próbálták meg a szelvényanyagból kiküszöbölni. Ily módon azonban hatékonyan és egyszerűen csak a „shift” jellegű eltérések szüntethetők meg. A görbék „nyúlása”, „zsugorodása” a kézi összerajzolás útján nem javítható kellő pontossággal.

A digitális rögzítési technika általánossá válása szükségessé tette a szelvényeknek számítógéppel történő mélységegyeztetését, mivel nincs mód és értelme a szelvények kézi összerajzolásának.

A számítógépi mélységegyeztetés megvalósítására alapján két lehetőség kínálkozik. Az egyik egy félautomatikus (interaktív) eljárás, melynek során az operátor (értelmező) a számítógép display-én megjelenő karotázs görbéken maga jelöli ki a mélységileg összetartozó pontokat. A következőkben a számítógép valamilyen algoritmus segítségével mélységileg összerendezi a szelvényeket (mélységegyezteti), visszarájzolja és tárolja az adattárban.

A másik lehetőség a teljesen automatikus mélységegyeztetés, melynek során a számítógép maga végzi el a görbék közötti mélységeltérés meghatározását is. Mivel ez ideig ezen feladat elvégzésére megbízható és hatékony eljárás nem ismeretes (leszámítva egy-két speciális esetet pl. rétegdőlés-meghatározás), az Intézetünkben megvalósított számítógépes értelmezési rendszerben (CLAS) az első megoldás alkalmazása mellett döntöttünk.

### 3. A CLAS-rendszerben megvalósított mélységegyeztető eljárás

Az eljárás szerves része a CLAS-rendszernek, abban egyetlen utasítással aktivizálható. Az *1. ábrán* az interaktív mélységegyeztetés folyamatábrája látható. Az algoritmus működése a következő.

1. A megadott szelvényeket (alapszelvény, egyeztetni kívánt szelvény) a adattárból betölti a memóriába
2. A mélységegyeztetni kívánt mélységszakasz adatainak áttöltése a megfelelő tömbökbe (így nem csak egyszerre az egész szelvény, hanem egyes szakaszai külön is mélységegyeztethetők)
3. *1:200* mélységléptékben felrajzolja a display-re az alapszelvényt (alul) és az egyeztetni kívánt szelvényt (felül). A *2. ábrán* 2 ellenállás szelvény egyeztetése látható. Az alapszelvény egy mélybehatalású laterológ szelvény (BKMLD3), az egyeztetni kívánt szelvény pedig egy optimális laterológ (BKMOL6).

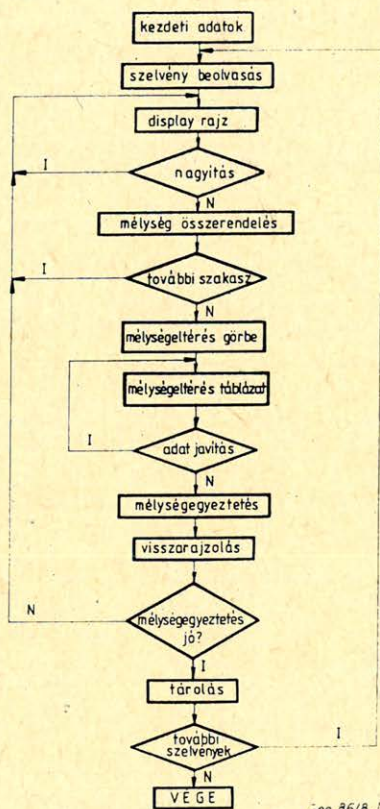
Egyszerre 36 m-nyi szelvény fér a képernyőre. Ebből az első 6 m átfedés az egymás után következő képek között. A szelvények y-irányú skálája lineáris, de tetszőleges y-irányú nagyítás kérhető.

4. A cursor segítségével jelölhetők ki az egyes szelvényeken az összetartozó mélységpontok. Ezeket a *2. ábrán* szaggatott függőleges vonalak jelzik.
5. A kívánt számú összetartozó mélységpont kijelölése után az interpolált mélységeltérés-görbét kirajzoljuk. A *3. ábrán* látható a fenti két szelvénynek a 200 – 300 m közé eső szakaszainak mélységeltérés görbéje.

Az összetartozó mélységpontok táblázatos formában is kinyomtatásra kerülnek. Lehetőség van a téves adatok utólagos javítására.



6. A továbbiakban a program elvégzi a mélységegyeztetést. Interpolációval meghatározza minden egyes mélységpontban a mélységtérés mértékét. Az adott mélységhez tartozó szelvényértéket a mélységtérés alapján interpolációval számítja ki az eredeti szelvényértékből erre a célra 8. fokú Lagrange polinomot használ [2].



Geo 86/8-1

1. ábra. Az eljárás folyamat ábrája

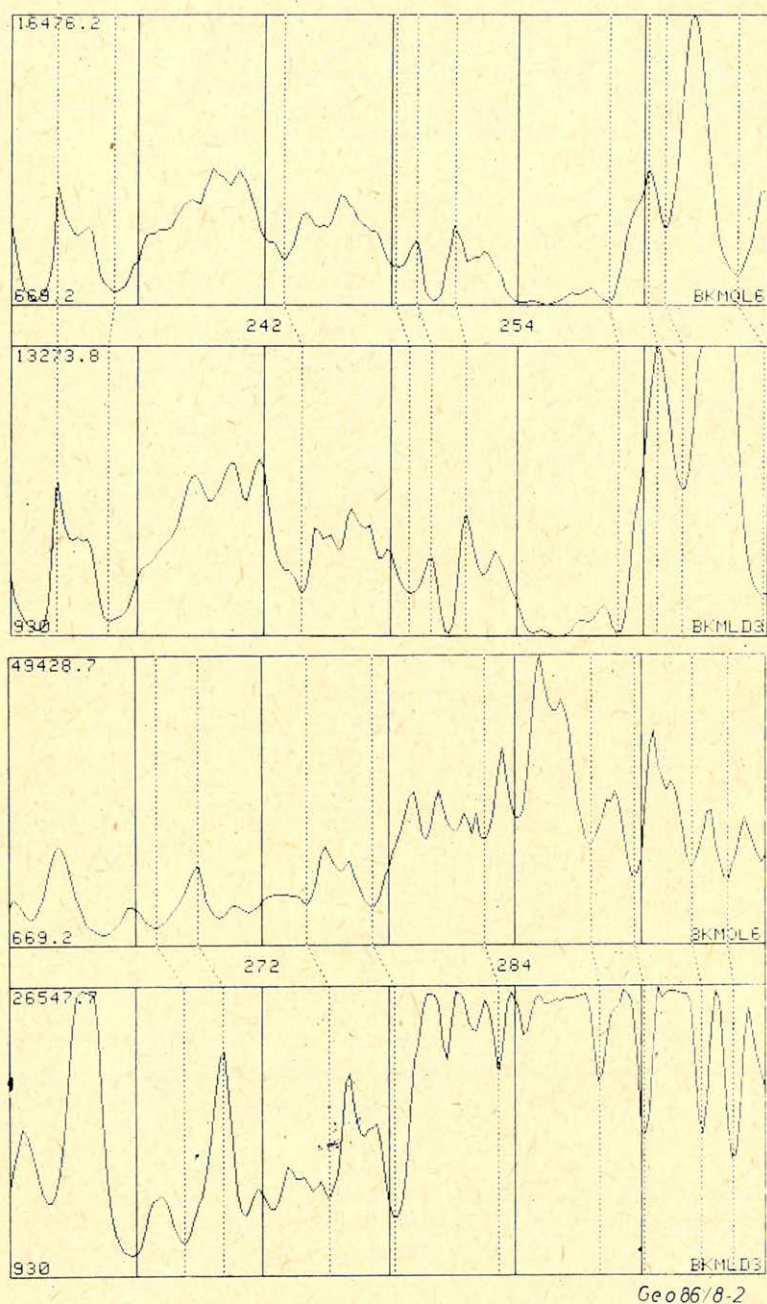
Рис. 1. Схематическое изображение метода

Fig. 1. The flow-chart of the process

7. A mélységegyeztetés végén felrajzolja az alapszelvényt és az egyeztetett szelvényt (4. ábra). Kiszámítja a görbék közötti korrelációs koefficiens értékét a mélységegyeztetés előtt és után. A jelen esetben a kezdeti korrelációs koefficiens  $C_v = 0,818$  volt ami az egyeztetés után  $C_k = 0,912$ -re növekedett.

Ezek ismeretében, valamint a rajz alapján az operátor dönti el, hogy megfelelő-e a mélységegyeztetés. Ha megfelelő, akkor a mélységegyeztetett szelvény a szelvényadatárban rögzítésre kerül. Amennyiben nem, akkor a nem megfelelő szakaszokon ismételni lehet a mélységegyeztetést.

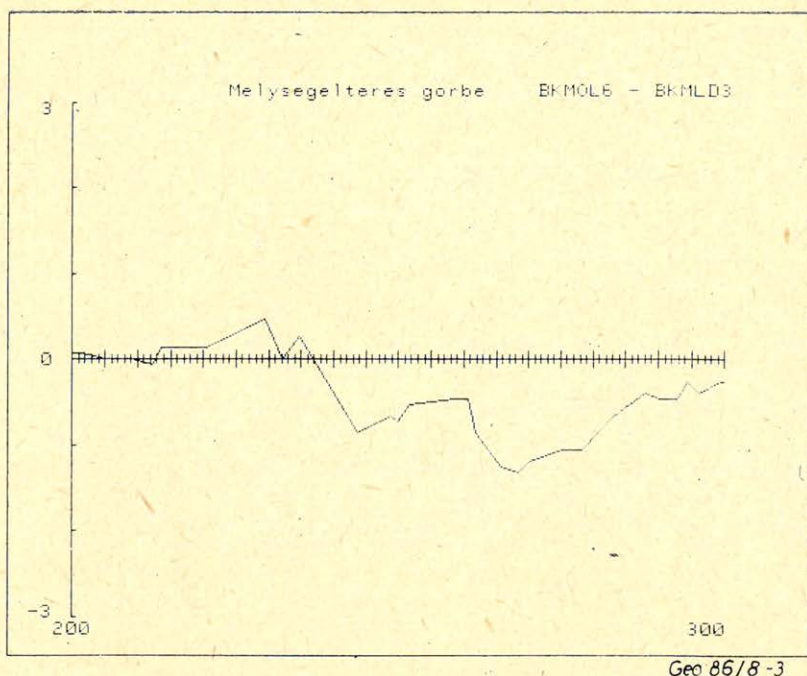




Geo 86/8-2

2. ábra. Ellenállás szelvények mélységegyeztetése  
 Рус. 2. Согласование глубин диаграмм ЭК  
 Fig. 2. Depth-matching of the resistivity logs





3. ábra. Az ellenállás szelvények mélységeltérés görbéje

Рис. 3. Расхождение в глубине кривых диаграмм ЭК

Fig. 3. Depth difference curve of the resistivity logs

A kapott mélységeltérés görbe mágnes lemezen tárolható. Ez különösen előnyös az egy szerelvényben felvett görbék egyeztetése esetén. Ekkor ugyanis csak egy görbét kell mélységegyeztetni. A szerelvényben levő többi görbe ezzel az eltérés tömbbel korrigálható.

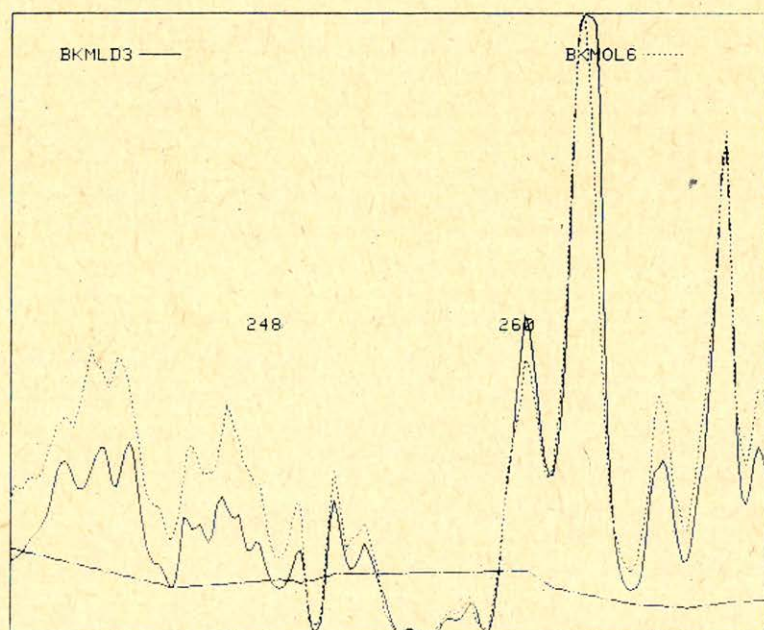
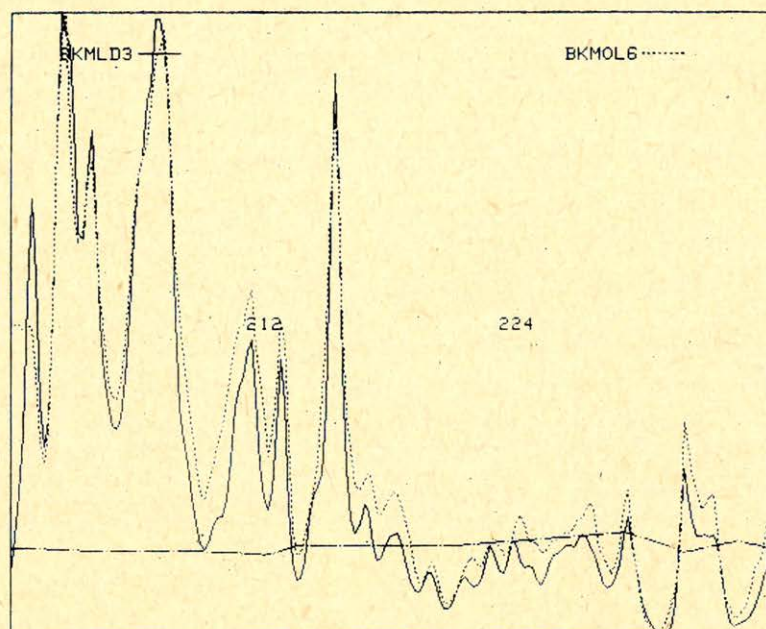
#### 4. Az eljárás használata során szerzett gyakorlati tapasztalatok

Ezt az eljárást minden olyan esetben alkalmaztuk a CLAS rendszerben ez ideig feldolgozott szelvényanyagon (kb. 130 kút, 3500 m szelvény), amikor a szelvények mélységeltérése miatt erre szükség volt.

Az 5. ábra egy mélybehatolású indukciós szelvény (745 ILD) és egy SP szelvény mélységegyeztetését mutatja be. A 6. ábrán az egyeztetés során kapott mélységeltérés görbe látható. A 7. ábra a mélységegyeztetett szelvényeket ábrázolja. (Az alsó szaggatott vonal a 6. ábrán levő görbének mélységpontonként interpolált változata.) A korrelációs\_koefficiensek változása  $C_k = -0,465$ ,  $C_v = -0,510$

A program futásidő igénye a HP9845-ös gépen (BASIC nyelven), 500 m szelvényhosszúság esetén (egy agyagos homokkő tárolóban) kb. 20 perc. Ebből maga a számítási rész kb. 6 perc. A fennmaradó idő az, ami az operátornak szükséges a szelvényeken az összetartozó mélységpontok kijelöléséhez. Ez az idő függ a mélységeltérés mértékétől, a szelvények minőségétől, a mélység kijelölések gyakoriságától, az operátor gyakorlottságától és a litológiától. (Komplex litológiájú tárolókban nehezebben ismerhetők fel az összetartozó különböző fizikai jellemzők.)

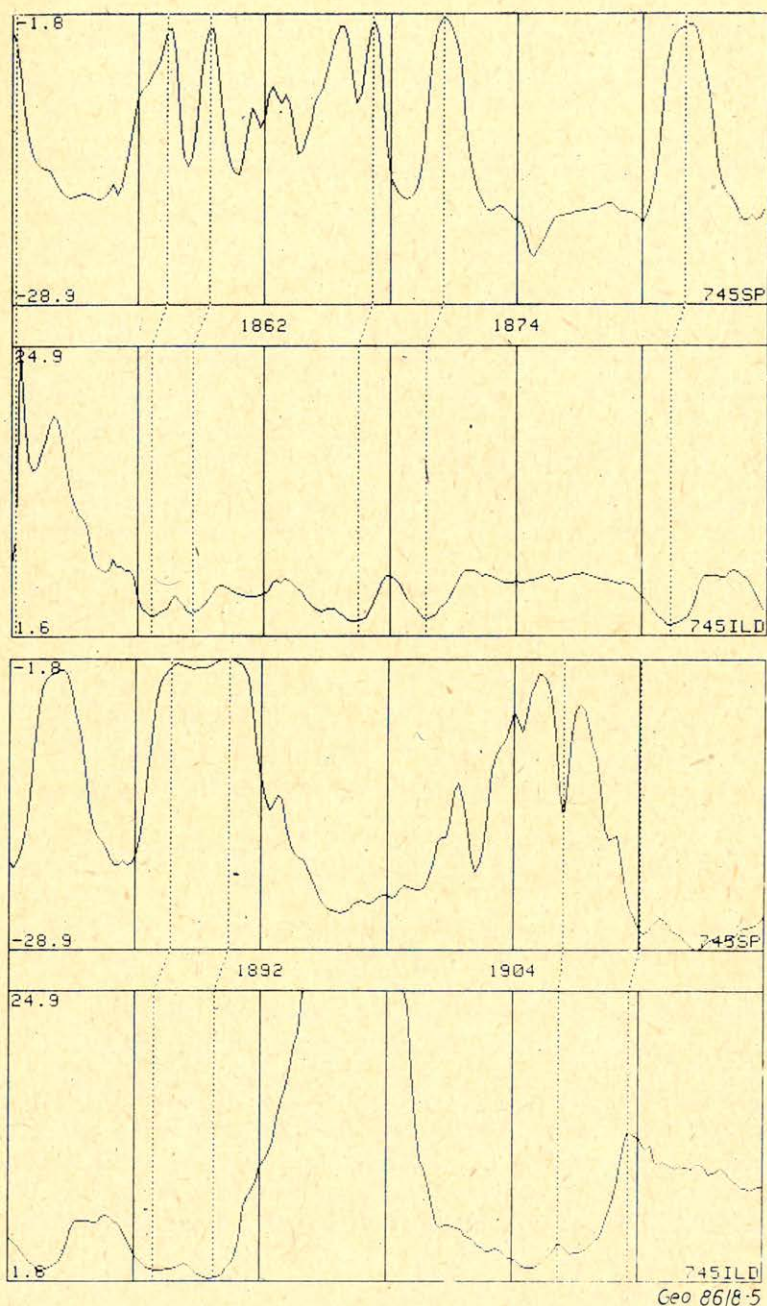




Geo 86/8-4

4. ábra. A mélységhelyes ellenállás szelvények  
 Рус. 4. Диаграммы ЭК согласующиеся по глубине  
 Fig. 4. Depth-matched resistivity logs



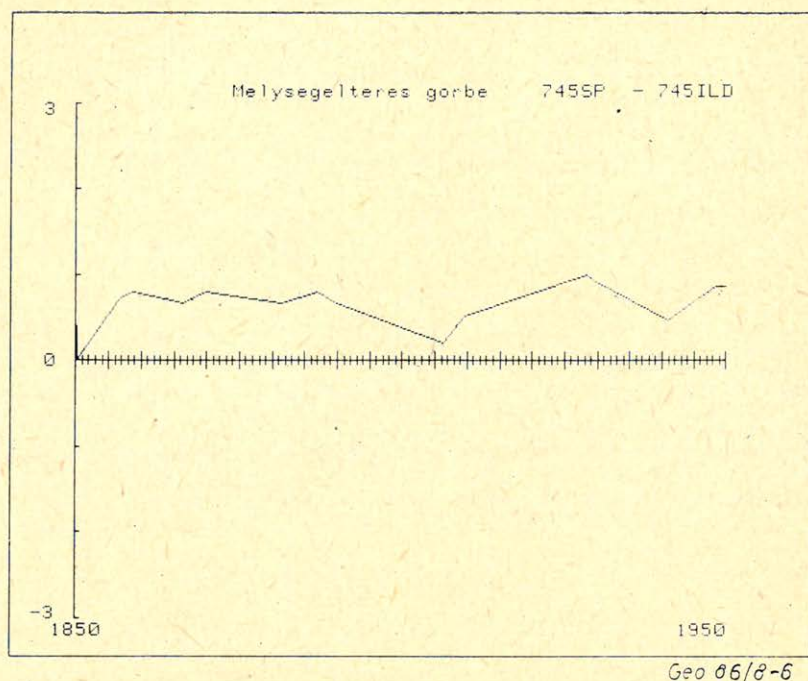


5. ábra. Mélybehatolású indukciós és SP szelvények mélységegyeztetése

Рис. 5. Согласующиеся по глубине диаграммы зоны проникновения ИК и ПС

Fig. 5. Depth-matching of deep-penetrating induction logs and SP logs





6. ábra. Az indukciós és SP szelvények mélységeltérés görbéje

Рис. 6. Расхождение по глубине кривых ИК и ПС

Fig. 6. Depth-difference curve of induction logs and SP logs

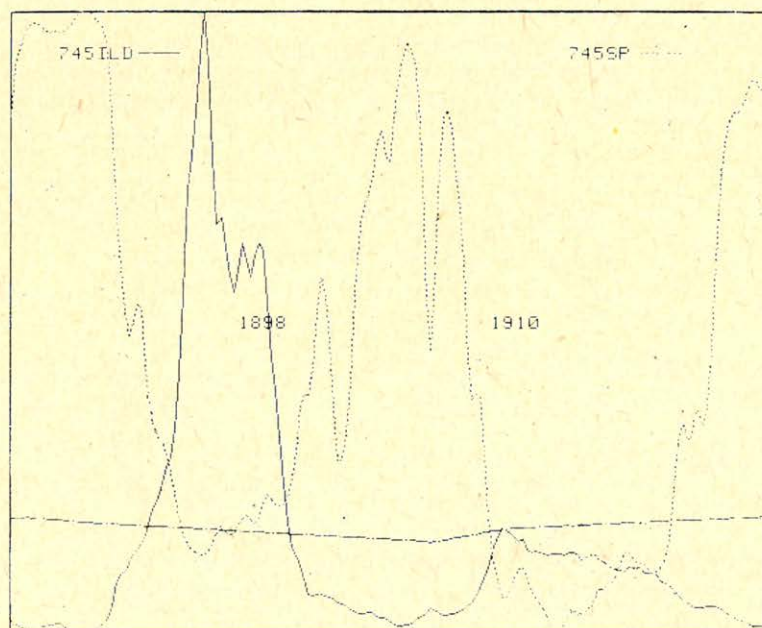
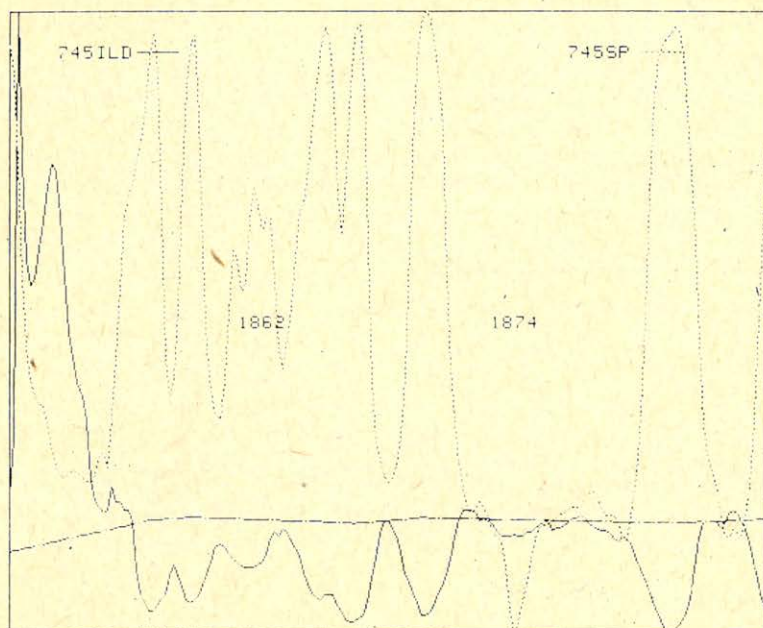
## 5. A mélységegyeztetés továbbfejlesztésének lehetőségei

A gyakorlati tapasztalat azt mutatja, hogy az egész mélységegyeztetési eljárás legkritikusabb, egyben legidőigényesebb része az összetartozó mélységpontok kijelölése.

Az intézetünkben további kutatásokat végzünk a mélységegyeztetés automatikus változatának megvalósítására. A legnagyobb problémát a különféle fizikai tulajdonságokat (látszólagos fajlagos ellenállás, természetes gamma aktivitás, akusztikus terjedési idő stb.) mérő szelvények közötti hasonlóság, azonoság felismerésének gépi megvalósítása jelenti. Különösen nehéz feladat a bonyolult litológiájú tárolókban ha még ráadásul a szelvényeket egyéb hatások is torzítják (fűrőlyuk hatás, környezeti hatás, hibás kalibráció stb.)

A külföldi szakirodalom alapján erre egyetlen megbízható módszer kínálkozik. A szelvényeket olyan kombinációba veszik fel, ahol az egyik szelvény egy állandó referenciát biztosít (pl. minden húzáskor regisztrálnak egy természetes gammaszelvényt. Schlumberger-, Gerhart-rendszerek). Ezen referencia szelvény segítségével már egyszerűen el lehet végezni a különböző húzásokban felvett szelvények teljesen automatikus mélységegyeztetését.





Geo 86/8-7

7. ábra. A mélységhelyes indukciós és SP szelvények  
 Рис. 7. Соответствующие по глубине диаграммы ИК и ПС  
 Fig. 7. Depth-matched induction logs and SP logs



## 6. Összefoglalás:

A fentiekben leírt eljárás bármely karotázs értelmező rendszerbe beépíthető. Használatához csak egy grafikus display szükséges (amely egyébként is nélkülözhetetlen eleme egy színvonalas karotázs értelmező rendszernek).

Segítségével igen egyszerűen és megfelelő hatékonysággal megoldható a digitálisan rögzített és tárolt karotázs szelvények mélységösszerendelése.

Amennyiben a hazai szelvényezési gyakorlatban is meghonosodik a referencia felvétele, a fenti módszer viszonylag egyszerűen átalakítható egy teljesen automatikus mélységgyeztető eljárássá.

## IRODALOM

- [1] Komáromi Imre: Számítógépes Grafika (SZÁMOK, 1980)  
[2] Anthony Ralston: Bevezetés a numerikus analízisbe (MK, 1969)

## Függelék

Bemutatjuk a 8. fokú Lagrange interpolációnak a mélységgyeztetésben használt, könnyen programozható megvalósítását. (Kisebb fokszámú polinommal nem kaptunk az esetek többségében elfogadható eredményt a magasabb fokszámú polinomok alkalmazásának pedig futási idő korlátai is vannak.) Az eljárás természetesen tetszőleges fokszámú interpolációra kiterjeszthető.

Legyenek:

$RDG$  —  $1/DG$  ahol  $DG$  a mintavételi távolság

$IP$  — az adott mélységpont

$DEV$  — az  $IP$ -hez tartozó mélységtérítés

$K\emptyset$  —  $INT [(IP + DEV) * RDG] * DG$

Legyen továbbá:

$$H_1 = RDG$$

$$H_i = H_{i-1} * RDG / i \quad (\text{ahol } i = 2 \dots 8)$$

$Y_i$  — az  $IP + DEV$ -nek megfelelő aktuális szelvény értékek

az  $IP + DEV$  környezetéből 4–4 pont szimmetrikusan ( $i = 1 \dots 9$ )

Továbbá:

$$B_1 = Y_1$$

$$B_i = \left[ \binom{i}{0} Y_i - \binom{i}{1} Y_{i-1} + \dots + \binom{i}{i} Y_1 \right] * H_{i-1}$$



valamint

$$T_1 = 1$$

$$T_2 = IP + DEV - (K \emptyset - 8/2 * DG)$$

$$T_i = T_{i-1} * [T_{i-1} - DG * (i-1)] \text{ ahol } i = 3 \dots 9$$

Ekkor az adott  $IP$  mélységhez tartozó interpolált szelvény érték:

$$SZE = \sum_{i=1}^9 B_i * T_i$$

Magától adódik a kérdés, hogy miért a fenti módszert választottuk, amikor a feladat visszavezethető lineáris egyenletrendszer megoldására.

Legyen:

$x_i$ : a mélységpontok halmaza

$$(x_i - x_{i-1} = DG)$$

$y_i$ : — az  $x_i$  pontban mint szelvényérték.

Ekkor pl. egy 8. fokú polinom a következő feltételeknek kell eleget tegyen:

$$a_0 + x_1 a_1 + \dots + x_1^8 a_8 = Y_1$$

$$a_0 + x_9 a_1 + \dots + x_9^8 a_8 = Y_9$$

Vagyis

$$X \cdot a = y$$

Az  $X$  mátrix és az  $y$  vektor elemei ismertek. A fenti egyenletrendszer megoldásával megkapjuk az  $a$  együttható vektort. Amiből a keresett  $\lambda$  pontban az interpolált érték:

$$Y = a_0 + a_1 x + \dots + a_8 x^8$$

Az  $X^{-1}$  mátrixot csak egyszer kell kiszámítani és csak a  $DG$  mintavételi távolságtól függ. Így minden egyes pontban az interpolációt visszavezettük az  $X^{-1}$  és az aktuális  $y$  vektor összeszorzására.

Amiért a választás mégis a kevésbé „elegáns” első megoldásra esett, az első sorban a gépidő takarékoság és a nagyobb pontosság.

Az alkalmazott számítógép számbázisú pontossága miatt (12 db értékes jegy), már az  $X$  mátrix inverzének kiszámításánál gondok adódtak. (Az  $X$  determinánsa  $10^{-70}$  nagyságrendű). A gyakorlat azt mutatta, hogy az utóbbi megoldás csak kb. 92% pontossággal képes megvalósítani az interpolációt.

Az első megoldás melletti másik érv, a gépidő takarékoság volt. Mivel minden egyes mélységpontban el kell végezni egy mátrix-vektor szorzást, valamint 2 vektor skalar szorzását, ez a változat kb. 50%-kal több gépidőt igényel, mint az első algoritmus. Előnye továbbá, hogy bármely gépre, könnyen, egyszerűen bármely nyelven megírható.



## Prof. Dr. F. Weber 60 éves



A szomszédos Ausztria Bányászati Egyeteme Kőolajföldtani és Alkalmazott Geofizikai Intézetének vezetője, **Prof. Dr. Franz Weber** a közelmúltban ünnepelte 60. születésnapját.

Ez alkalommal tanítványai, tanártársai és tisztelői 1986. október 24-én ünnepi előadóülést szerveztek és tudományos munkáik különkiadványával köszöntötték.

Weber professzor 1945-ben kezdte meg egyetemi tanulmányait a bécsi egyetem földtani és geofizikai szakán. 1949-ben doktorált, majd osztrák kőolajkutató vállalatoknál állt alkalmazásban, ahol mélyfúrási geofizikával, majd szeizmikával foglalkozott.

Rövid idő múlva meghívták a leobeni Bányászati Főiskola akkor alapított Kőolajföldtani és Alkalmazott Geofizikai Intézetébe, ahol alapvető érdemeket szerzett az osztrák bánya-, olaj-, geológus- és geodétamérnökök geofizikai képzésének kialakításában és sokoldalú ápolásában.

Mi, magyar geofizikusok, mint sok nemzetközi geofizikai program osztrák vezetőjét, valamint a magyar–osztrák geofizikai együttműködésben segítőkész partnerünket köszöntjük és kívánunk továbbra is tudományos sikereket és jó egészséget.

D. J.



# Egyesületi hírek

## 8. IAGA Elektromágneses Indukciós Workshop Neuchâtelben (Svájc) 1986. aug. 24–31. között

Az 1972-ben *Edinburgh*-ban elindított elektromágneses indukciós munkaülés (Workshop) folyamatossága nem szakadt meg. Megrendezéséről két évente az *Elektromágneses indukció; Elektromos vezetőképesség (Föld és Hold)* c. IAGA I–3. munkacsoportja gondoskodik. Mint a munkacsoport egyik tisztségviselője eddig is rendszeresen beszámoltam a Magyar Geofizikában a workshopokról, amelyek közül a harmadikat 1976-ban, Sopronban rendeztük és a keleti és nyugati szakemberek azóta is sokat emlegetett nevezetes találkozója volt, amelyhez hasonlóra nyugati országokban anyagi okok miatt azóta sem került sor.

A 8. Workshop rendezésének jogát és ezzel járó nagy szellemi és anyagi befektetés lehetőségét a *Neuchâtel Egyetem* néhány fős, tevékeny elektromágneses kutatócsoportja (Observatoire Cantonal) kapta 1986-ban.

Ellentétben a 7., nigériai workshopkal (1984), a rendezvény látogatottsága igen nagy volt Európán kívüli országokból is. A részvételt segítették a különböző forrásokból származó anyagi támogatások, valamint rendkívül kedvezményes nagyszámú szálláslehetőség (10 SF/nap) diákszállókban.

Magyarországról a szerzőn kívül *Nagy Zoltán (GKV)* és *dr. Szarka László (MTA GGI)* vett részt. *Dr. Szarkának*, mint reviewernek valamennyi költségét fedezték.

A résztvevők száma kb. 170 fő volt.

10 review és 139 ún. kiegészítő (*contributed*) előadás hangzott el gyakorlatilag 4,5 nap alatt, amelyből a szombati félnap jórészt az összefoglalók és szervezési kérdések megtárgyalására volt fenntartva. A contributed előadások zöme poster előadás volt, amelyeknek szerzői azonban 5–5 perces szóbeli ismertetésre is lehetőséget kaptak. A tényleges szóbeli előadások időtartamát 10 percre korlátozták.

A megtárgyalt tématerületek:

1. Az elektromos vezetőképesség regionális eloszlásának vizsgálata (1 review + 46 contributed előadás)
2. A kőzetek vezetőképessége (1 review + 10 contributed előadás)
3. Oceáni EM-vizsgálatok (1 review + 9 contributed előadás)
4. Adatfeldolgozás és inverzió (1 review + 25 contributed előadás)
5. Globális tanulmányok (1 review + 12 contributed előadás)
6. Vitaülés az EM-adatok gyűjtésénél és cseréjénél (terjesztésénél) javasolt formáról (1 review + 1 contributed előadás után)
7. Az EM-tér torzulása; a topográfia és mesterséges tér hatása (2 review + 15 contributed előadás)
8. Műszerfejlesztés (1 review + 5 contributed előadás)
9. EMSLAB Workshop (6 contributed előadás)
10. Elmélet (10 contributed előadás)

Szinte lehetetlen a bemutatott nagy ismeretanyagot egy rövid beszámoló keretében méltatni. Az egyes tématerületek iránti érdeklődés azonban világosan



kirajzolódik az előadások számában. Első helyen áll a vezetőképeség regionális eloszlásának tanulmányozása. Logikus sorrendben ezt követi az adatfeldolgozás és inverzió témaköre, valamint a különböző zavarok felmérésére és elhárítására irányuló törekvések mint az elektromágneses kutatások szükségszerű velejárói. A műszerfejlesztés terén a terepi adatfeldolgozás meghatározóvá vált. Főként az audiomagnetotellurikus frekvenciasávban láttunk megoldásokat (köztük szerepelt a sajátunk is). Az óceáni EM-kutatás igen nagy anyagi befektetést igényel, így azzal csak néhány gazdag ország, főként az *USA, Kanada és Japán* dicsekedhet. Rendkívüli erőket mozgatót meg az *EMSLAB project*, amelynek célja a *Juan de Fuca* lemez szubdukciójának vizsgálata. É-Amerika Ny-i peremén elektromágneses módszerekkel. E project révén merült fel először a kérdés, hogy milyen formában gyűjtsék és cseréljék a mérési anyagokat közös feldolgozás céljából. Hasonló igénnyel jelentkezett a moszkvai World Data Center is.

Úgy tűnik, amint azt az általunk készített összefoglalóban is hangsúlyoztuk, hogy szaktársadalmunk túljutott az első anomália felett érzett örömeiken és ma már nagy területek közös, jól szervezett kutatásán dolgozik, mint amilyen az említett *EMSLAB*-en kívül az ugyancsak észak-amerikai *LITHOPROBE*, vagy az európai *EGT (Európai Geotraverz)* és a *KAPG* geotraverzei. Az EM-kutatások kiterjednek szinte valamennyi földtanilag érdekes területre a konkrét nyersanyagkutatási feladatokon túl. Így a workshop foglalkozott a hegyvidékek, szubdukciós-, vulkáni területek, földrengéses zónák, geotermikus anomáliák, különböző tektonikai elemek (törések, vetődések, riftek), kristályos pajzsok stb. vizsgálatával. Ez a jelentős témaexpanszió a módszer eredményességét jelzi a Föld fizikai folyamatainak és erőforrásainak megismerésében.

Ádám Antal

## Az ELTE TTK Geofizikai Tanszékén 1986-ban végzett hallgatók

**BEREZNAI Miklós**, Szeizmikus munkaállomás, GKV

**FARKAS Éva**, Gravitációs hatók terének számítása C 64 számítógépen, ELGI (gyes)

**HAVASI Ildikó**, Nagycenken és Preszelenciben (Bulgária) regisztrált geomágneses pulzációk analízise

**KENYERES Ambrus**, Gravitációs anomáliák és geoidundulációk gömbfüggvény-előállítására és a meghatározott eredmények tektonikai értelmezése, Kozmikus Geodéziai és Geofizikai Observatórium Pénc

**KIRÁLY András**, Szénkutató fúrások értelmezése karotázs szelvényekből előállított „cross-plot”-ok alapján ELGI, Mélyfúrásigeofizika Főosztály

**KOVÁCS Ékes**, Réteghatár-kielölés és kutak közti korreláció főkomponens-analízis segítségével, ELGI

**LÁZÁR Rita**, Közeli földrengések koordinátáinak meghatározása az újkígyósi és uzdi kisátmérőjű array-k észleléseinek segítségével

**NAGY Tibor**, Vertikális szeizmikus szelvényezés (szintetikus VSZP), GKV

**NÉMETH Tibor**, Szeizmikus munkaállomás, feldolgozó programok, GKV

**STICKEL János**, Mérnökgeofizikai szondázások alkalmazása felső talajrétegek kutatásában, ELGI

**TATAI József**, Geoelektromos rétegvizelés szénkutató fúrások között, ELGI Elektromos Főosztály



**Ára: 32,50 Ft**